

Vysoká škola báňská - Technická univerzita Ostrava  
Univerzitní studijní programy  
Institut fyziky

Magnetooptická měření měkkých magnetických materiálů

*Magneto-optical measurements of soft magnetic materials*

Student:  
Vedoucí bakalářské práce:

Ladislav Klimša  
Ing. Ondřej Životský, Ph.D.

# **Zadání bakalářské práce**

Student: **Ladislav Klimša**

Studijní program: B3942 Nanotechnologie

Studijní obor: 3942R001 Nanotechnologie

Téma: **Magnetooptická měření měkkých magnetických materiálů**  
**Magneto-optical measurements of soft magnetic materials**

Zásady pro vypracování:

Předmětem bakalářské práce je charakterizace povrchových vlastností magnetických nanostruktur magnetooptickými metodami. Výhoda těchto metod spočívá ve velké citlivosti k povrchu a ve schopnosti rozlišit několik magnetických vrstev v blízkosti povrchu studovaného systému. Řešení práce obsahuje tři kroky:

1. Nastudování maticového popisu polarizace světla (Jonesův formalismus).
2. Seznámení se s magnetooptickými aparaturami sloužícími k měření hysterezních smyček a pozorování magnetických domén na povrchu magnetických nanostruktur.
3. Využití těchto metod ke stanovení povrchových vlastností měkkých magnetických materiálů, jako jsou např. transformátorové oceli, tenké magnetické vrstvy nebo amorfni a nanokrystalické pásy.

The aim of bachelor thesis is the characterization of surface magnetic properties of magnetic nanostructures using the magneto-optical methods. Advantage of such methods rests in high sensitivity to surface and in possibility to distinguish particular magnetic layers in near-surface region of investigated system. Solution is divided into three steps:

1. Study of light polarization and its matrix description (Jones formalism).
2. Get acquainted with magneto-optical set-ups that enable measurements of hysteresis loops and observations of magnetic domains on the surface of magnetic nanostructures.
3. Using these methods to establish surface magnetic properties of soft magnetic materials like transformer steels, soft magnetic films or amorphous and nanocrystalline ribbons.

Seznam doporučené odborné literatury:

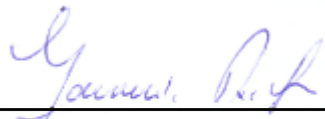
Podle pokynů vedoucího bakalářské práce

Formální náležitosti a rozsah bakalářské práce stanoví pokyny pro vypracování zveřejněné na webových stránkách fakulty.

Vedoucí bakalářské práce: **Ing. Ondřej Životský, Ph.D.**


Datum zadání: 02. 11. 2009

Datum odevzdání: 21. 05. 2010



---

prof. Ing. Jaromír Pištora, CSc.  
*vedoucí katedry*



---

prof. Ing. Petr Noskiewič, CSc.  
*prorektor pro studium*

## ***Prohlášení***

- *Byl jsem seznámen s tím, že na moji bakalářskou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb. - autorský zákon, zejména § 35 - využití díla v rámci občanských a náboženských obřadů, v rámci školních představení a využití díla školního a § 60 - školní dílo.*
- *Beru na vědomí, že Vysoká škola báňská - Technická univerzita Ostrava (dále jen VŠB-TUO) má právo nevýdělečně, ke své vnitřní potřebě, bakalářskou práci užít (§ 35 odst. 3).*
- *Souhlasím s tím, že jeden výtisk bakalářské práce bude uložen v Ústřední knihovně VŠB-TUO k prezenčnímu nahlédnutí a jeden výtisk bude uložen u vedoucího bakalářské práce. Souhlasím s tím, že údaje o bakalářské práci, obsažené v Záznamu o závěrečné práci, umístěném v příloze mé bakalářské práce, budou zveřejněny v informačním systému VŠB-TUO.*
- *Bylo sjednáno, že s VŠB-TUO, v případě zájmu z její strany, uzavřu licenční smlouvu s oprávněním užít dílo v rozsahu § 12 odst. 4 autorského zákona.*
- *Bylo sjednáno, že užít své dílo - bakalářskou práci nebo poskytnout licenci k jejímu využití mohu jen se souhlasem VŠB-TUO, která je oprávněna v takovém případě ode mne požadovat přiměřený příspěvek na úhradu nákladů, které byly VŠB-TUO na vytvoření díla vynaloženy (až do jejich skutečné výše).*
- *Mistopřísežně prohlašuji, že celou bakalářskou práci včetně příloh, jsem vypracoval samostatně a uvedl jsem všechny použité podklady a literaturu.*

**V Ostravě dne 21. 05. 2010**

**Ladislav Klimša**

## **Poděkování**

Na tomto místě bych rád poděkoval vedoucímu bakalářské práce, Ing. Ondřeji Životskému, Ph.D., za diskuze věnované magnetooptickým metodám a měkkým magnetickým materiálům. Jeho vedení si velice vážím, byl vždy ochoten mi pomoci a poradit s jakýmkoliv problémem.

Také bych chtěl poděkovat doc. Dr. Mgr. Kamilu Postavovi za vedení a diskuze k tématu modelování konoskopického obrazu.

## **Abstrakt**

Úkolem této práce je ukázat magnetooptické metody, které jsou v současné době používané k charakterizaci povrchových vlastností měkkých magnetických materiálů: amorfních a nanokrystalických pásků, ultratenkých vrstev a orientovaných transformátorových ocelí. Jedná se o diferenciální intenzitní metodu, pomocí níž se měří povrchové hysterezní smyčky. Další metodou je Kerrova mikroskopie, která se využívá k pozorování magnetických domén. Výsledky jsou dány do souvislostí s dalšími povrchově citlivými metodami - konkrétně CEMS (Conversion Electron Mössbauer Spectroscopy, Mössbauerova spektroskopie konverzních elektronů), XRD (X-Ray Diffraction, rentgenová difrakce) a ILEEMS (Integral Low-Energy Electron Mössbauer Spectroscopy, integrální Mössbauerova spektroskopie nízkoenergetických elektronů).

**KLÍČOVÁ SLOVA:** Magnetooptika, polarizace světla, Jonesovy matice, magnetooptický Kerrův jev, diferenciální intenzitní metoda, Kerrova mikroskopie, hysterezní smyčky, magnetické domény, konoskopický obraz, měkké magnetické materiály, tenké vrstvy, amorfní a nanokrystalické pásky, transformátorové oceli.

## **Abstract**

Main reason of this thesis is to propose magneto-optical methods currently used for the characterization of soft magnetic materials surface properties: amorphous and nanocrystalline ribbons, ultra-thin films and oriented transformer steels. The first method is the differential intensity method used for measuring surface hysteresis loops. The other method is the Kerr microscopy used for observing magnetic domains. Results are put in association with other surface sensitive methods - concretely CEMS (Conversion Electron Mössbauer Spectroscopy), XRD (X-Ray Diffraction) and ILEEMS (Integral Low-Energy Electron Mössbauer Spectroscopy).

**KEYWORDS:** Magneto-optics, light polarization, Jones matrices, magneto-optical Kerr effect, differential intensity method, Kerr microscopy, hysteresis loops, magnetic domains, conoscopic image, soft magnetic materials, thin films, amorphous and nanocrystalline ribbons, transformer steels.

## Obsah

<b>1. Úvod</b>	<b>1</b>
<b>2. Polarizace světla a Jonesův formalismus</b>	<b>3</b>
2.1. Eliptická polarizace	3
2.2. Jonesův vektorový formalismus	4
<b>3. Magnetooptické metody</b>	<b>8</b>
3.1. Diferenciální intenzitní metoda	8
3.1.1. Optická část	9
3.1.2. Magnetická část	13
3.2. Kerrova magnetooptická mikroskopie	15
3.2.1. Optická část	16
3.2.2. Magnetická část	18
3.2.3. Konoskopický obraz	19
<b>4. Magnetooptická měření měkkých magnetických materiálů</b>	<b>23</b>
4.1. FeCoTaN vrstvy	23
4.2. FeNbB pásy	26
4.2.1. Nežíhané FeNbB pásy	26
4.2.2. Žíhané FeNbB pásy	30
4.3. Transformátorové oceli	31
4.4. FeSiB pásy	34
<b>5. Závěr</b>	<b>37</b>
<b>Literatura</b>	<b>38</b>
<b>Seznam autorových publikací</b>	<b>41</b>



## Seznam použitých symbolů a zkratek

Symbol	Název
$A_0$	komplexní amplituda dopadající elektromagnetické vlny
$\vec{E}$	vektor intenzity elektrického pole
$\vec{E}_0$	komplexní amplituda elektrického pole
$E_{0x}, E_{0y}$	odpovídající složky komplexní amplitudy elektrického pole
$\varepsilon, \varepsilon_{K_s}, \varepsilon_{K_p}$	elipticita, Kerrova elipticita pro $s$ a $p$ polarizaci
$f$	frekvence
$H$	externí magnetické pole
$H_A$	anizotropní pole
$H_C$	koercitivní pole
$H_S$	saturační pole
$\theta, \theta_{K_s}, \theta_{K_p}$	rotace, Kerrova rotace pro $s$ a $p$ polarizaci
$I$	intenzita světelného záření
$I_S$	intenzita v saturačním poli
$\Im\{ \}$	imaginární část
$\vec{J}$	Jonesův vektor
$k$	vlnové číslo
$\vec{M}$	vektor magnetizace
$M$	magnetizace
$M_P, M_L, M_T$	polární, longitudinální a transverzální komponenta magnetizace
$M_R$	efekt magnetizace v remanenci
$M_S$	efekt magnetizace v saturaci
$\mu_r$	relativní permeabilita
$N_A$	numerická apertura objektivu
$n$	index lomu
$Q_L$	lineární magnetooptická konstanta pro longitudinální symetrii
$\mathbf{R}$	rotační matice
$r_{ss}, r_{ps}, r_{sp}$ a $r_{pp}$	reflexní koeficienty vzorku
$\vec{r}$	polohový vektor
$\Re\{ \}$	reálná část
$t$	čas
$\mathbf{T}$	Jonesova transformační matice

$T_C$	Curieho teplota
$\phi_{K_s}, \phi_{K_p}$	komplexní magnetooptický úhel pro dopadající $s$ a $p$ polarizaci
$\varphi_{\max}$	maximální úhel dopadu v objektivu
$x, y, z$	polohová souřadnice na ose $x, y$ a $z$
$\omega$	kruhová frekvence

<b>Zkratka</b>	<b>Název</b>	
CEMS	Conversion Electron Mössbauer Spectroscopy	Mössbauerova spektroskopie konverzních elektronů
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor	doplňující se kov-oxid-polovodič
$D_1, D_2$	detektory	
$\frac{\lambda}{4}$ D	čtvrtvlnová destička	
FEM	fotoelastický modulátor	
ILEEMS	Integral Low-Energy Electron Mössbauer Spectroscopy	integrální Mössbauerova spektroskopie nízkoenergetických elektronů
$P_1, P_2$	lineární polarizátory	
TE	transverzálně elektrická elektromagnetická vlna	
TM	transverzálně magnetická elektromagnetická vlna	
TMS	Transmission Mössbauer Spectroscopy	transmisní Mössbauerova spektroskopie
VSM	Vibrating Sample Magnetometry	vibrační magnetometrie
WH	Wollastonův hranol	
XRD	X-Ray Diffraction	rentgenová difrakce

# 1. Úvod

Měkké magnetické materiály mohou být využívány ve velkém množství zařízení, včetně transformátorů, generátorů, motorů, senzorů či vědeckých zařízeních. Obecně jsou magnetické materiály považovány za měkké, když je jejich koercitivní pole  $H_C$ , měřené pomocí objemových metod, řádově shodné nebo nižší než magnetické pole Země [1].

Mezi typické parametry měkkých magnetických materiálů patří kromě nízké koercitivity  $H_C$  také vysoká relativní permeabilita  $\mu_r$ , výrazný efekt magnetizace v nasyceném stavu  $M_S$  a nízké hysterezní ztráty [2].

Jedním z významných představitelů těchto materiálů jsou transformátorové oceli, jejichž magnetické vlastnosti byly upravovány různými technikami výroby, ať už mechanickými (žiháním) či strukturními (různé obsahy kovů ve slitinách apod.). V rámci studia měkkých magnetických materiálů se však v průběhu sedmdesátých let dvacátého století začalo přecházet k amorfním kovovým slitinám s hlavní aplikací v oblasti magnetických jader a senzorů [3]. Převládající technikou přípravy amorfních slitin je v dnešní době planární nástřik taveniny (planar flow casting), pomocí kterého je možno připravit pásy o různé šířce (1 - 200 mm) a tloušťce v rozmezí 10 - 40  $\mu\text{m}$ . Obecné složení amorfní slitiny je  $T_{70-80}M_{30-20}$ , kde T je jeden nebo více přechodových kovů (železo Fe, kobalt Co, nikl Ni), M je kombinace metaloidů (křemík Si, bor B, fosfor P, uhlík C) [4]. Fyzikální a magnetické vlastnosti amorfních pásků ukázaly výrazné snížení Curieho teploty  $T_C$ , efektu magnetizace v saturaci  $M_S$ , koercitivního pole  $H_C$  a naopak zvýšení relativní permeability  $\mu_r$  v porovnání s typickými orientovanými transformátorovými plechy Fe-Si. K získání optimálních magnetických vlastností je potřebná tepelná úprava - žihání. Bylo však zjištěno, že po překročení určité kritické teploty žihání se z důvodů tvorby velkých krystalů o velikosti desetin až jednotek  $\mu\text{m}$  zvyšuje i koercitivní pole, což silně degraduje magnetickou měkkost těchto slitin [5].

Jako alternativní kompozity se začaly zkoumat nanokrystalické slitiny na bázi Fe-Si-B, které byly navíc dopovány atomy mědi Cu a niobu Nb. Tyto slitiny, jejichž typickým představitelem je  $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$ , se označují FINEMET [6]. Byly u nich zjištěny nejvýhodnější magnetické vlastnosti, především pak zvýšení efektu magnetizace v saturaci  $M_S$  [7]. Postupně se zkoumaly různé kombinace prvků ve slitinách, začalo se využívat metaloidů jako jsou hafnium Hf, zirkonium Zr či tantal Ta. Bylo docíleno slitin s výrazně lepšími vlastnostmi, tyto byly později pojmenovány NANOPERM a HITPERM. Výrazným

kladem těchto slitin jsou především vynikající magnetické vlastnosti při vysokých teplotách [8].

Tato práce je věnována studiu povrchových vlastností měkkých magnetických materiálů zkoumaných pomocí metod využívajících magnetooptický Kerrův jev. Všechny parametry uvedené v předchozím odstavci totiž popisují objemové magnetické vlastnosti, které se ovšem často výrazně liší od povrchových. Chování povrchových a podpovrchových vrstev je klíčové v mnoha magneticky citlivých aplikacích (např. v senzorech). Výsledky z měření povrchových hysterezních smyček a zkoumání magnetických domén nám ukazují velmi důležité informace o anizotropii, homogenitě, koercitivním poli apod., které jsou podstatné pro chování daných vzorků. V současné době je možné využít mnoha povrchově citlivých metod, jako jsou diferenciální intenzitní metoda, Kerrova mikroskopie či různé typy Mössbauerových spektroskopí.

Práce je rozdělena do pěti kapitol. Kapitola 2 formuluje světelnou polarizaci a Jonesův formalismus, kapitola 3 popisuje námi užívané magnetooptické metody, pomocí nichž jsme zkoumali povrchové magnetické vlastnosti transformátorových ocelí, FeCoTaN vrstev, FeNbB a FeSiB pásků. Výsledky měření těchto vzorků jsou shrnuty a prezentovány v kapitole 4.

## 2. Polarizace světla a Jonesův formalismus

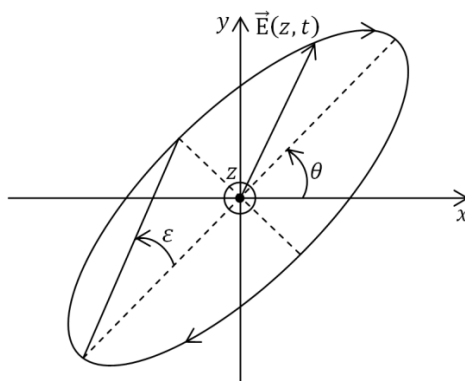
V této kapitole jsou shrnuty základní vlastnosti a popis polarizace světla. Působení polarizačních zařízení je popsáno užitím Jonesova formalismu. Přestože jsou polarizace světla a její vlastnosti dobře popsány v literatuře [9-12], je nezbytně nutný jejich stručný popis pro přesné nadefinování znaménkové konvence a návaznost následujících kapitol [13].

### 2.1. Eliptická polarizace

Polarizace je vektorová vlastnost elektromagnetických vln. Vektor intenzity elektrického pole  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  přesně definuje polarizační stav v každém bodě prostoru a časovém okamžiku. Uvažujeme polarizační stavy monochromatických rovinných vln, které se šíří ve směru osy  $z$ , a jejichž vektor intenzity elektrického pole může být popsán komplexní funkcí

$$\vec{E}(z, t) = \Re\{\vec{E}_0 e^{i(\omega t - kz)}\}, \quad (1)$$

kde  $\vec{E}_0$  je komplexní amplituda elektrického pole,  $\omega$  je kruhová frekvence,  $k$  je vlnové číslo a  $\Re\{\}$  vyjadřuje reálnou část. Jelikož je světlo monochromatické, mění se komponenty vektoru elektrického pole harmonicky a vektor  $\vec{E}$  opisuje v pevně daném bodě  $z$  elipsu. Polarizace monochromatického světla je tedy eliptická. Polarizační elipsa je popsána rotací (azimutálním úhlem)  $\theta$  hlavní poloosy od pevně zvoleného souřadnicového systému a elipticitou  $\tan \varepsilon$ , kde  $\varepsilon$  je úhel elipsy definovaný na Obr. 1. Směřuje-li osa  $z$  proti nám a vektor intenzity elektrického pole se pohybuje ve směru hodinových ručiček, hovoříme o pravotočivé polarizaci a značíme ji znaménkem  $+$ , v opačném případě mluvíme o levotočivé polarizaci, kterou značíme znaménkem  $-$  (jedná se znaménkovou konvencí, někteří autoři ji uvažují jinak) [13].



Obr. 1: Elipticky polarizované světlo (pravotočivé), směr osy  $z$  je orientován proti nám

## 2.2. Jonesův vektorový formalismus

K popisu zcela polarizovaného světla je velmi vhodné užití Jonesova vektorového formalismu. V kartézském souřadném systému definujeme Jonesův vektor ve formě:

$$\vec{J} = \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

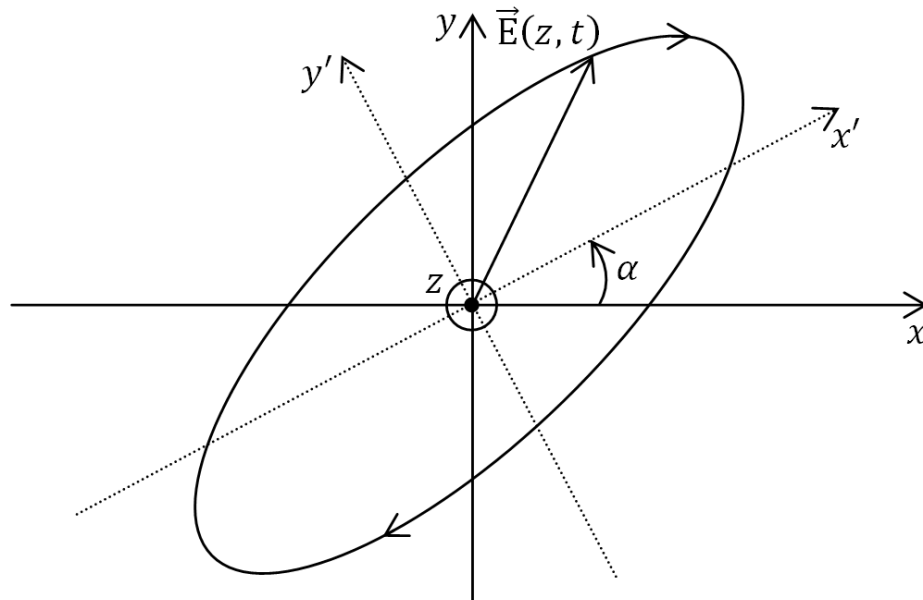
kde  $E_{0x}$  a  $E_{0y}$  jsou odpovídající složky komplexních amplitud elektrického pole.

Transformace Jonesova vektoru rotací souřadného systému je popsána pomocí rotační matice  $\mathbf{R}(\alpha)$ :

$$\vec{J}_{x'y'} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \vec{J}_{xy} = \mathbf{R}(\alpha) \vec{J}_{xy}, \quad (3)$$

kde  $\alpha$  je úhel rotace měřený od osy  $x$  původního souřadnicového systému k ose  $x'$  souřadnicového systému nového, jak lze vidět na Obr. 2. Inverzní rotační matice pak splňuje symetrii [13]:

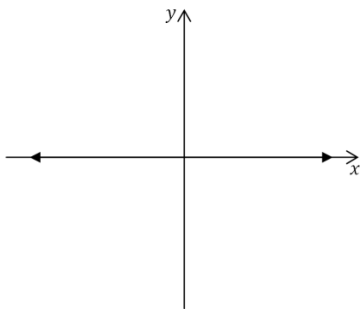
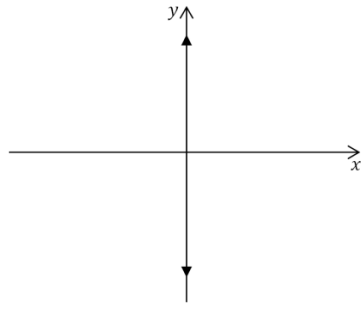
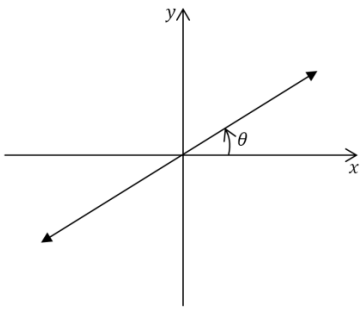
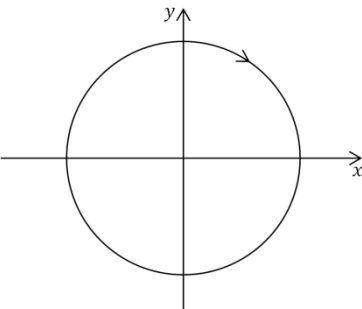
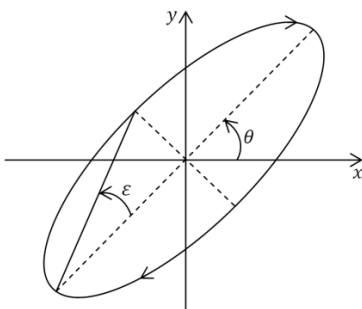
$$\mathbf{R}^{-1}(\alpha) = \mathbf{R}(-\alpha). \quad (4)$$



Obr. 2: Rotace souřadného systému

Obecná eliptická polarizace může být degradována na kružnici (kruhová polarizace) či přímku (lineární polarizace). Jonesovy vektory vybraných polarizací jsou uvedeny v Tab. 1.

Tab. 1: Jonesovy vektory vybraných polarizací (v kartézské bázi)

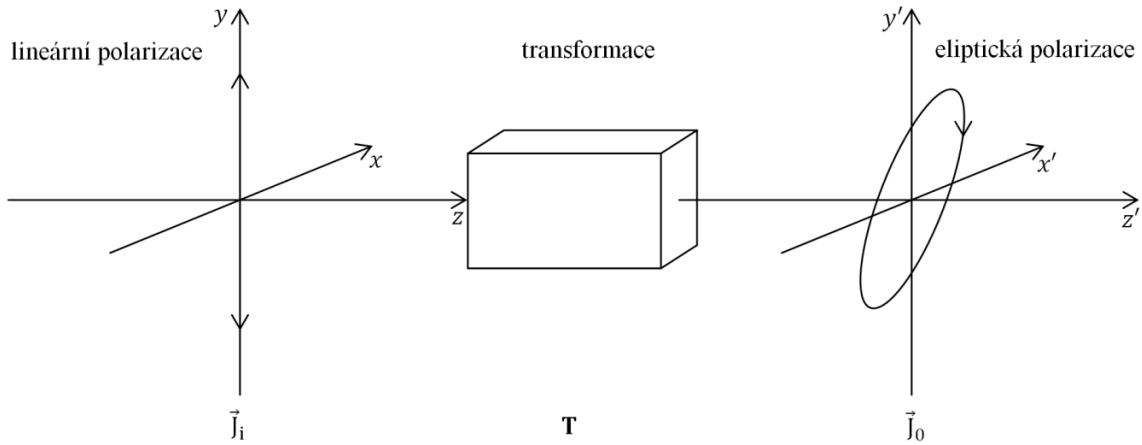
<u>Polarizace světla</u>	$\vec{J}_{xy} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$	
<b>Lineární</b> (ve směru osy $x$ )	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	
<b>Lineární</b> (ve směru osy $y$ )	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	
<b>Lineární</b> (s rotací $\theta$ od osy $x$ )	$\begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}$	
<b>Kruhová</b> (pravotočivá)	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$	
<b>Eliptická</b> (s rotací $\theta$ a elipticitou $\varepsilon$ )	$\begin{pmatrix} \cos \theta \cos \varepsilon - i \sin \theta \sin \varepsilon \\ \sin \theta \cos \varepsilon + i \cos \theta \sin \varepsilon \end{pmatrix}$	

### 2.3. Popis polarizačních komponent pomocí Jonesových matic

Optické komponenty a systémy transformující polarizační stavy jsou popsány Jonesovými maticemi. Složky Jonesova vektoru na výstupu optického systému  $E_{0x}$  a  $E_{0y}$  souvisejí se složkami na vstupu do optického systému  $E_{ix}$  a  $E_{iy}$  (Obr. 3) a jsou popsány v maticové formě:

$$\begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{pmatrix}, \text{ resp. } \vec{J}_0 = \mathbf{T} \vec{J}_i, \quad (5)$$

kde  $2 \times 2$  matice  $\mathbf{T}$  je Jonesova matice popisující transformaci polarizace dopadajícího světla a vektory  $\vec{J}_i$  a  $\vec{J}_0$  jsou Jonesovy vektory vstupujícího a vystupujícího světla.



Obr. 3: Popis transformace světla

(dopadající lineární polarizace je změněna na obecně eliptickou polarizaci)

Pokud je polarizace dopadajícího světla  $\vec{J}_i$  transformována soustavou optických prvků s Jonesovými maticemi  $\mathbf{T}_1, \mathbf{T}_2, \dots, \mathbf{T}_N$ , výstupní polarizační stav je charakterizován Jonesovým vektorem:

$$\vec{J}_0 = \mathbf{T}_N \dots \mathbf{T}_2 \mathbf{T}_1 \vec{J}_i = \mathbf{T} \vec{J}_i, \quad (6)$$

kde matice  $\mathbf{T} = \mathbf{T}_N \dots \mathbf{T}_2 \mathbf{T}_1$  je celkovou Jonesovou maticí soustavy. Rotací souřadnicového systému se Jonesova matice optického systému změní na:

$$\mathbf{T}_{x'y'} = \mathbf{R}(\alpha) \mathbf{T}_{xy} \mathbf{R}(-\alpha), \quad (7)$$

kde  $\mathbf{R}(\alpha)$  je rotační matice popsána rovnicí (3) [13].



Souhrn Jonesových matic často používaných optických polarizačních zařízení je uveden v Tab. 2.

Tab. 2: Jonesovy matice základních polarizačních komponent

<b><u>Polarizační komponenta</u></b>	<b>Popis</b>	<b><math>T_{xy}</math></b>
<b>Lineární polarizátor</b> (směr osy $x$ )	lineárně polarizuje vystupující světlo ve směru osy $x$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
<b>Lineární polarizátor</b> (s rotací $\alpha$ od osy $x$ )	lineárně polarizuje vystupující světlo ve směru otočeném od osy $x$ o úhel $\alpha$	$\begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix}$
<b>Čtvrtvlnová destička</b> ( $\delta = \frac{\pi}{2}$ )	transformuje lineární polarizaci otočenou od její optické osy o úhel $\alpha = 45^\circ$ na kruhovou a naopak	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}$
<b>Půlvlnová destička</b> ( $\delta = \pi$ )	stáčí polarizační rovinu o $90^\circ$ , mění kruhovou polarizaci z pravotočivé na levotočivou a naopak	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$
<b>Rotátor</b>	stáčí polarizační rovinu o úhel $\alpha$ , kde $\alpha = \pi d \frac{(r_R - r_L)}{\lambda}$ , kde $(r_R - r_L)$ je optická aktivita	$\begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}$

### 3. Magnetooptické metody

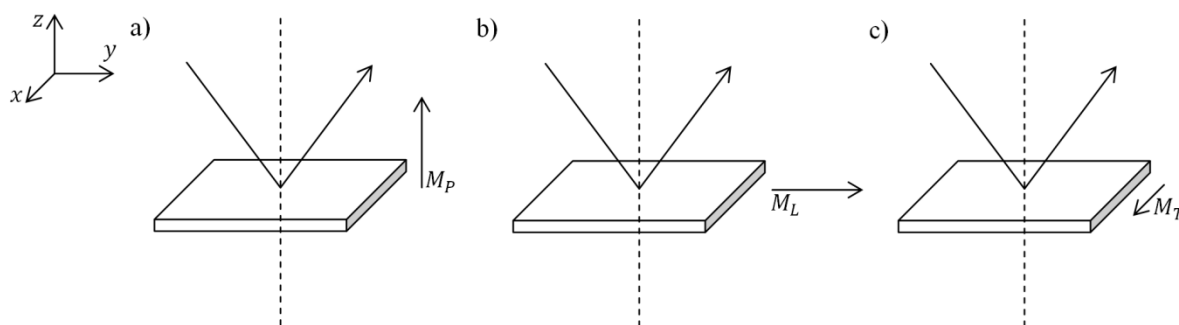
Základním prvkem magnetooptiky je interakce světla s prostředím, jehož optické vlastnosti závisí na magnetizaci, což ilustruje fúzi optiky a magnetismu, dvou fyzikálních vědních disciplín, do jednoho interdisciplinárního oboru. Dle interakce s magnetooptickým prostředím lze magnetooptické jevy rozlišit na Faradayův jev (interakce světelného záření se vzorkem na průchodu) a Kerrův jev (interakce světelného záření se vzorkem na odrazu), jehož zkoumání pomocí magnetooptických metod se budeme v této kapitole věnovat [14].

Výhody magnetooptických metod jsou velká citlivost k povrchu, schopnost rozlišení několika magnetických vrstev v blízkosti povrchu multivrstevného systému, možnost měření homogenity v různých místech vzorků, čímž lze sledovat kvalitu příprav nanostruktur, to vše s poměrně rychlou odezvou, která umožňuje měření povrchových hysterezních smyček či pozorování magnetických domén.

#### 3.1. Diferenciální intenzitní metoda

Diferenciální intenzitní metoda je magnetooptická metoda, založená na měření povrchových hysterezních smyček, umožňující určit jednotlivé komponenty vektoru magnetizace a studovat anizotropii magnetických systémů.

Podle směru působení vektoru magnetizace rozlišujeme tři základní konfigurace (Obr. 4). Jedná se o komponentu polární magnetizace  $M_P$  (směr je kolmý k rovině rozhraní), longitudinální magnetizace  $M_L$  (směr je rovnoběžný s rovinou dopadu i rozhraní) a transverzální magnetizace  $M_T$  (směr je kolmý k rovině dopadu).



Obr. 4: Schéma magnetooptických jevů na odraz (Kerrův jev)

a) polární konfigurace, b) longitudinální konfigurace, c) transverzální konfigurace

- se souhlasem autora převzato z [15] -

Je-li možno měřit všechny tři komponenty magnetizace, hovoříme o magnetooptické vektorové magnetometrii [16]. Pro výpočet velikosti celkového vektoru magnetizace používáme vztah:

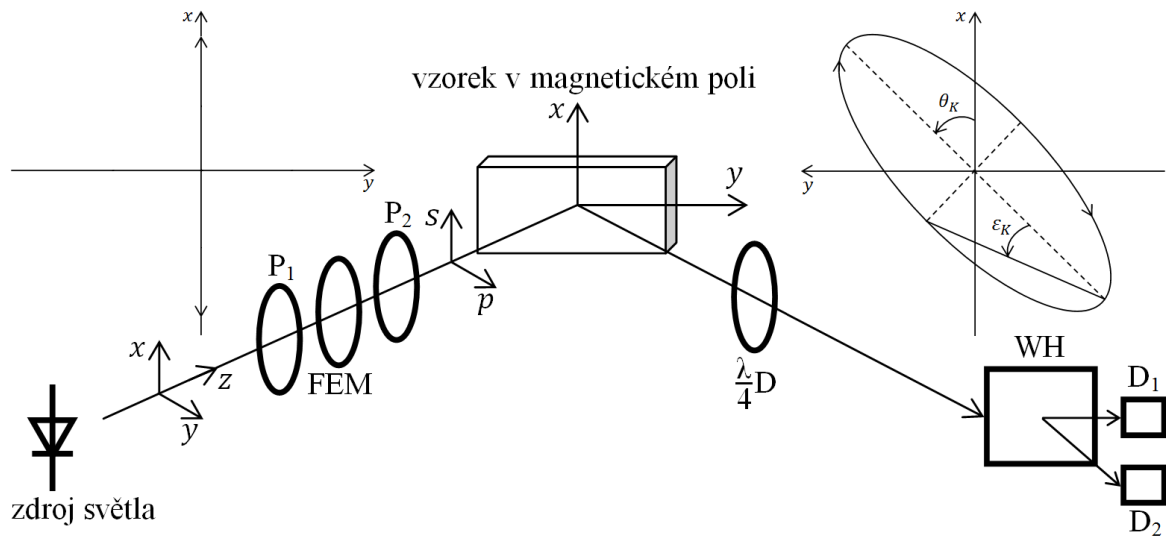
$$|\vec{M}| = \sqrt{M_P^2 + M_L^2 + M_T^2}, \quad (8)$$

kde jednotlivé složky v odmocnině odpovídají výše popsaným dílčím komponentám vektoru magnetizace [14].

Obecně lze aparaturu rozdělit na dvě části, optickou a magnetickou, které jsou detailně popsány v následujících podkapitolách.

### 3.1.1. Optická část

Schéma aparatury diferenciální intenzitní metody, sloužící k měření povrchových hysterezních smyček, je ukázáno na Obr. 5.



Obr. 5: Blokové schéma aparatury pro magnetooptickou diferenciální metodu

Jako zdroje monochromatického světla používáme laserové diody o různých vlnových délkách tak, abychom pokryli několik částí viditelného spektra elektromagnetického záření (červená dioda: 670 nm, modrá dioda: 405 nm). Světelný paprsek je lineárně polarizován ( $P_1$ ) a pomocí fotoelastického modulátoru (FEM) modulován na frekvenci 100 kHz, vystupující paprsek je pak opět lineárně polarizován ( $P_2$ ), protože modulace pomocí FEM může polarizaci předchozího lineárně polarizovaného světla mírně změnit. Polarizace je obvykle nastavena do směru osy  $x$  (kolmá k rovině dopadu -  $s$  polarizace, příčně elektrická vlna TE) či  $y$  (v rovině dopadu -  $p$  polarizace, příčně magnetická vlna TM). Světelný paprsek dopadá pod daným úhlem na vzorek umístěný v externím magnetickém poli. Po odrazu od magnetického vzorku změni světlo svou polarizaci z lineární na obecně eliptickou a prochází Wollastonovým hranolem (WH) otočeným o  $45^\circ$ , čímž se rozdělí na dva k sobě kolmé lineárně polarizované svazky o intenzitách  $I_1$  a  $I_2$ . Tyto intenzity jsou detekovány dvěma detektory ( $D_1$  a  $D_2$ ). Jedná se o PIN fotodiody, na kterých je pomocí nanovoltmetru snímáno napětí (Lock-in zesílení). Zařízení Lock-in funguje jako pásmová propust, která nechá projít signál jen o určité frekvenci (v našem případě o frekvenci 100 kHz, kterou moduluje fotoelastický modulátor), ostatní příspěvky, zahrnující i šумы (fotonový šum, fotoelektronový šum, vibrace optických komponent, tepelný šum, temný šum atd.), odfiltruje. Měřenou veličinou je pak rozdílový signál intenzit  $I_1$  a  $I_2$ , který je přímo úměrný magnetooptickému úhlu Kerrovy rotace  $\theta_K$  [17].

Pomocí Jonesova formalismu lze popsat optickou soustavu pro měření diferenciální intenzitní metodou. Pro měření Kerrovy rotace při dopadající  $s$  polarizaci dostaneme maticovou rovnici:

$$\begin{aligned} \vec{J}_R &= \frac{A_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \\ &= \frac{A_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} r_{ss} \cos \alpha + r_{sp} \sin \alpha \\ -r_{ss} \sin \alpha + r_{sp} \cos \alpha \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (9)$$

kde  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  je Jonesův vektor lineárně polarizovaného světla,  $\begin{pmatrix} r_{ss} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{pp} \end{pmatrix}$  je matice vzorku, kde  $r_{ss}$ ,  $r_{ps}$ ,  $r_{sp}$  a  $r_{pp}$  jsou reflexní koeficienty vzorku, definované jako komplexní čísla vyjadřující poměr amplitudy odraženého k amplitudě dopadajícího světelného svazku,  $\begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}$  je matice rotace Wollastonova hranolu o úhel  $\alpha$  a  $A_0$  je komplexní amplituda dopadající elektromagnetické vlny [18].

Výsledný vektor lze přepsat do tvaru:

$$\vec{J}_R = \frac{A_0}{\sqrt{2}} r_{ss} \begin{pmatrix} \cos \alpha + \frac{r_{sp}}{r_{ss}} \sin \alpha \\ -\sin \alpha + \frac{r_{sp}}{r_{ss}} \cos \alpha \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Složky tohoto vektoru odpovídají amplitudám dvou vystupujících elektromagnetických vln z Wollastonova hranolu. Jejich intenzity určíme takto:

$$\begin{aligned} I_1 &= A_1 A_1^* = \frac{I_0}{2} |r_{ss}|^2 \left( \cos \alpha + \frac{r_{sp}}{r_{ss}} \sin \alpha \right) \left( \cos \alpha + \frac{r_{sp}}{r_{ss}} \sin \alpha \right)^* = \\ &= \frac{I_0}{2} |r_{ss}|^2 \left( \cos^2 \alpha + 2\Re \left\{ \frac{r_{sp}}{r_{ss}} \right\} \sin \alpha \cos \alpha + \frac{|r_{sp}|^2}{|r_{ss}|^2} \sin^2 \alpha \right) \end{aligned} \quad (11)$$

a

$$\begin{aligned} I_2 &= A_2 A_2^* = \frac{I_0}{2} |r_{ss}|^2 \left( -\sin \alpha + \frac{r_{sp}}{r_{ss}} \cos \alpha \right) \left( -\sin \alpha + \frac{r_{sp}}{r_{ss}} \cos \alpha \right)^* = \\ &= \frac{I_0}{2} |r_{ss}|^2 \left( \sin^2 \alpha - 2\Re \left\{ \frac{r_{sp}}{r_{ss}} \right\} \sin \alpha \cos \alpha + \frac{|r_{sp}|^2}{|r_{ss}|^2} \cos^2 \alpha \right), \end{aligned} \quad (12)$$

kde  $A_1^*$  a  $A_2^*$  jsou komplexně sdružená čísla vzniklá změnou znaménka imaginární části.

Měřený signál pak odpovídá rozdílu intenzit:

$$\Delta I = I_1 - I_2 = \frac{I_0}{2} |r_{ss}|^2 \left( \cos 2\alpha + 2\Re \left\{ \frac{r_{sp}}{r_{ss}} \right\} \sin 2\alpha - \frac{|r_{sp}|^2}{|r_{ss}|^2} \cos 2\alpha \right). \quad (13)$$

Využijeme-li vztahu [13]:

$$\phi_{K_s} = \theta_{K_s} + i\varepsilon_{K_s} = \frac{r_{sp}}{r_{ss}}, \quad (14)$$

kde  $\phi_{K_s}$  je komplexní magnetooptický úhel pro dopadající s polarizací a  $\theta_{K_s}$  a  $\varepsilon_{K_s}$  jsou Kerrova rotace a elipticita pro dopadající s polarizací, bude mít rovnice (13) pro úhel rotace Wollastonova hranolu  $\alpha = \frac{\pi}{4}$  a s využitím  $\Re \left\{ \frac{r_{sp}}{r_{ss}} \right\} = \theta_{K_s}$  tvar:

$$\Delta I = \frac{I_0}{2} |r_{ss}|^2 2\theta_{K_s}. \quad (15)$$

Chceme-li spočítat skutečnou velikost Kerrovy rotace, musíme odstranit složku  $\frac{I_0}{2}|r_{ss}|^2$ , čehož docílíme dělením hodnotou  $I_1$  při stavu systému bez magnetizace:

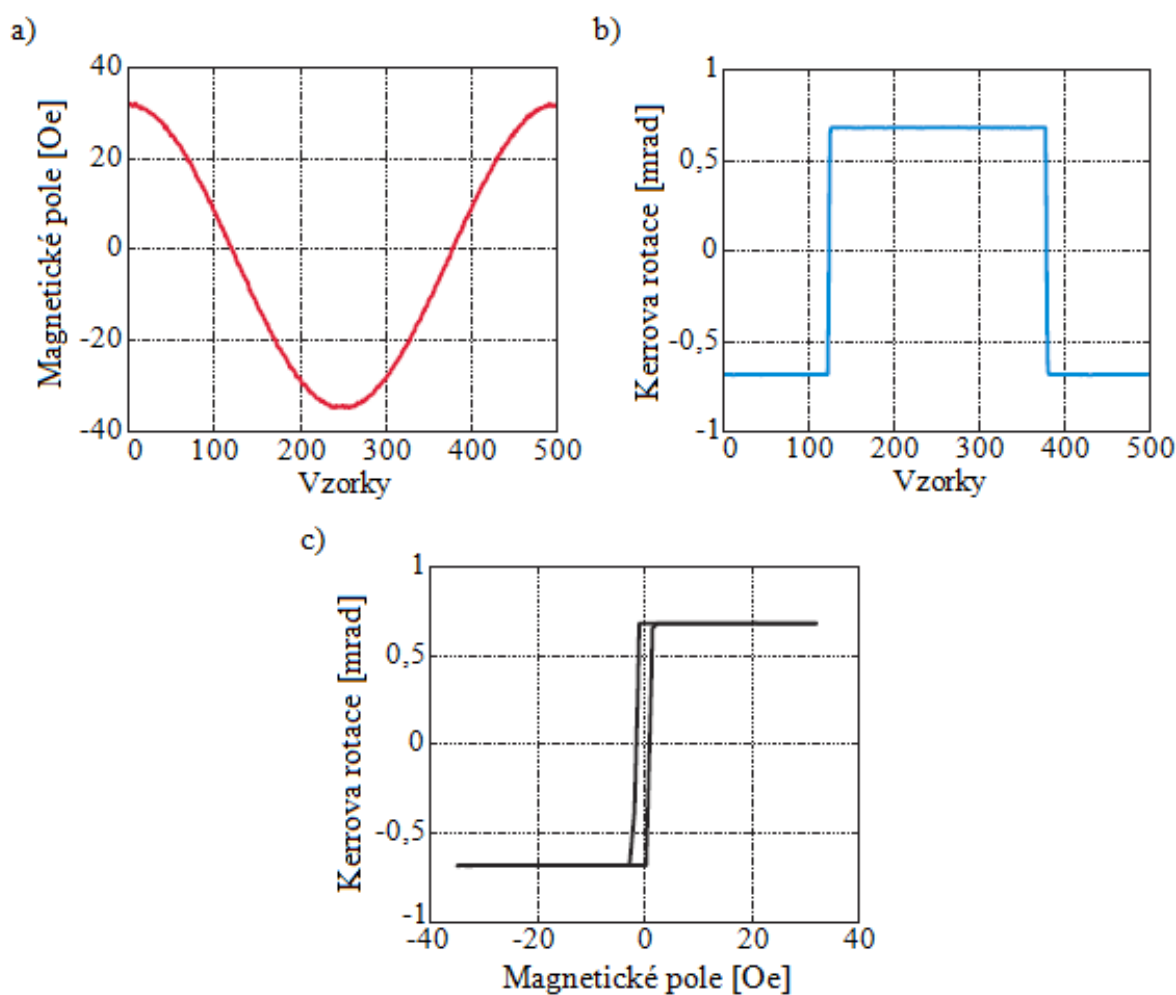
$$M = \frac{I_1 - I_2}{I_1(0)} = \frac{\frac{I_0}{2}|r_{ss}|^2 2\theta_{K_s}}{\frac{I_0}{2}|r_{ss}|^2 \frac{1}{2}} = 4\theta_{K_s}, \quad (16)$$

kde vypočtená hodnota magnetizace  $M$  odpovídá Kerrově rotaci v radiánech [18].

Rozdílový signál intenzit je rovněž přímo úměrný magnetooptickému úhlu Kerrovy elipticity  $\varepsilon_K$ , při tomto měření se však musí před Wollastonův hranol vložit čtvrtvlnová destička ( $\frac{\lambda}{4}$ D) otočená o úhel  $45^\circ$ , přičemž Wollastonův hranol má v tomto případě úhel rotace  $\alpha = 0$  a z rovnice (14) se využije  $\Im\left\{\frac{r_{sp}}{r_{ss}}\right\} = \varepsilon_{K_s}$ , kde  $\Im\{\}$  vyjadřuje imaginární část. Obdobným způsobem se dá také spočítat Kerrova rotace a elipticita pro dopadající světlo o  $p$  polarizaci.

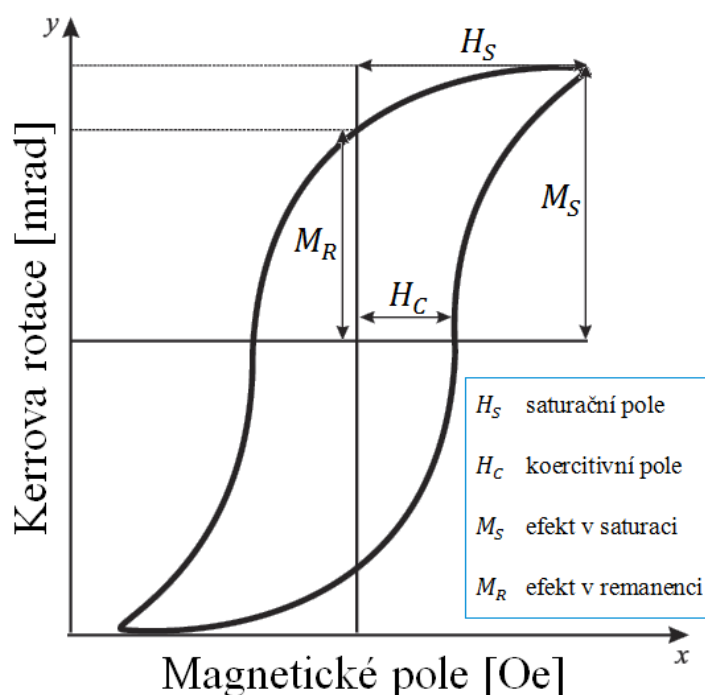
### 3.1.2. Magnetická část

Princip měření povrchových hysterezních smyček je zobrazen na Obr. 6. Takovou smyčku lze vidět na Obr. 6c, na osu  $x$  je vynášena hodnota proudu pouštěného do cívek a překalibrovaného na magnetické pole (Obr. 6a), na osu  $y$  rozdílový signál z detektorů (Obr. 6b). V našich magnetooptických měřeních bude intenzita magnetického pole vyjádřena v soustavě CGS. Jedná se o jednotku ørsted (oersted), která je pojmenována po dánském vědci Hansi Christianovi Ørstedovi a její převodní vztah je  $1 \text{ ørsted} = 1 \text{ Oe} = \frac{1000}{4\pi} \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$ .



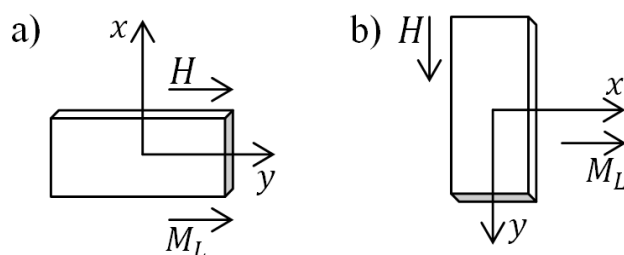
Obr. 6: Měření hysterezních smyček

Popis nejvýznamnějších parametrů hysterezních smyček je na Obr. 7.



Obr. 7: Parametry povrchové hysterezní smyčky

Pole, ve kterém se námi měřené vzorky nacházejí, je generováno různými typy cívek podle toho, jaká je nutná jeho velikost k nasaturování daného vzorku. Pro měření měkkých magnetických materiálů využíváme dvou vysoce homogenních vzduchových cívek s kalibračními koeficienty 65,4 Oe / A a 151 Oe / A. Vygenerované pole pak má buď směr kolmý na rovinu vzorku (detekuje se polární komponenta vektoru magnetizace  $M_P$ ), nebo leží v rovině vzorku (detekuje se longitudinální komponenta vektoru magnetizace  $M_L$ ), jak lze vidět na Obr. 8. Pole jsme schopni aplikovat i kolmo na rovinu vzorku (out-of-plane), ale u většiny měkkých magnetických materiálů je magnetizace položena do roviny vzorku, pole se tudíž aplikuje v rovině vzorku (in-plane). Aparatura nám také dovoluje měřit tvrdé magnetické materiály s polem až 7000 Oe.



Obr. 8: Dvě základní konfigurace pro detekci longitudinální komponenty magnetizace  $M_L$

a) longitudinální konfigurace, b) transverzální konfigurace



- V longitudinální konfiguraci (Obr. 8a) detekujeme longitudinální komponentu magnetizace  $M_L$  rovnoběžnou se směrem externího magnetického pole  $H$ . V této konfiguraci se ovšem přimíchává i polární komponenta magnetizace  $M_P$ , tudíž je nutno provést jejich separaci [19]. Mohou však nastat případy, kdy tuto separaci můžeme zanedbat:
  - 1) Magnetické pole leží v rovině vzorku, měříme čistou longitudinální komponentu  $M_L$ ,  $M_P = 0$ .
  - 2) Longitudinální komponenta  $M_L = 0$  v případě, že dopad je kolmý, tehdy se měří čistá polární komponenta  $M_P$ .
- V transverzální konfiguraci (Obr. 8b) máme vzorek a směr magnetického pole  $H$  otočen oproti předchozí konfiguraci o  $90^\circ$  [20]. Reálně detekujeme opět longitudinální komponentu magnetizace  $M_L$ , která je ovšem díky rotaci magnetického pole  $H$  transverzálně citlivá. Stejně jako v předchozím případě je i zde nutno provést separaci polární složky magnetizace  $M_P$ , nebo uzpůsobit podmínky tak, abychom se separací nemuseli zabývat (analogicky stejně jako u longitudinální konfigurace) [17].

### 3.2. Kerrova magnetooptická mikroskopie

Kerrova mikroskopie je magnetooptická metoda, díky níž lze pozorovat stavy magnetizace a magnetické domény magnetických materiálů. Využívá konvenční zobrazovací optiku. Největší výhodou této metody je rychlost zobrazení výsledného obrazu. Tato technika je schopna kvantitativní analýzy magnetických vrstev a jejich doménového uspořádání. Existuje více modifikací Kerrových mikroskopů, z nichž v praxi nejběžnější je mikroskop širokého pole (wide-field microscope) a laserový skenovací mikroskop. Každá z těchto modifikací má jisté výhody a nevýhody, my se zaměříme na mikroskop širokého pole, který jsme využívali při zobrazení doménových struktur [14].

Obdobně jako u diferenciální intenzitní metody, i zde lze aparaturu obecně rozdělit na optickou a magnetickou část. Tyto jsou detailně popsány v následujících dvou podkapitolách.

### 3.2.1. Optická část

Stěžejním prvkem optické soustavy je polarizační Kerrův mikroskop firmy ZEISS, jehož schéma lze vidět na Obr. 9. Mikroskop umožňuje osvětlit vzorek paralelním svazkem, k čemuž využívá Köhlerův osvětlovací systém, díky kterému by mělo být dosaženo nejlepšího poměru mezi kontrastem a rozlišovací schopností. Zdrojem světla je xenonová lampa XBO 75 W, jejíž bílé světlo je pomocí kolektorové čočky zaostřeno do roviny aperturní clony, následně je polarizováno (*s* nebo *p* polarizace) a po odrazu od polopropustného zrcadla fokusováno čočkou objektivu na vzorek. Světlo je po odrazu od vzorku opět zachyceno objektivem, ze kterého vychází z každého azimutálního úhlu v paralelních svazcích a je zobrazováno do nekonečna. Zde je vložen analyzátor, případně analyzátor s kompenzátorem. Jedná se o metodu téměř zkřížených polarizátorů, kde analyzátor v závislosti na natočení roviny polarizace po odrazu od vzorku propouští jen část intenzity. Výsledný obraz lze pozorovat pomocí okuláru nebo ho lze zobrazit v počítači pomocí CCD kamery [14, 17].

Důležitým aspektem této optické soustavy je aperturní clona. Jejím nastavením můžeme kontrolovat intenzitu osvětlení a úhel dopadu světla na vzorek. Maximální úhel je omezen numerickou aperturou objektivu  $N_A$  a lze ho odvodit z rovnice:

$$N_A = n \sin \varphi_{\max} \Rightarrow \varphi_{\max} = \arcsin \frac{N_A}{n}, \quad (17)$$

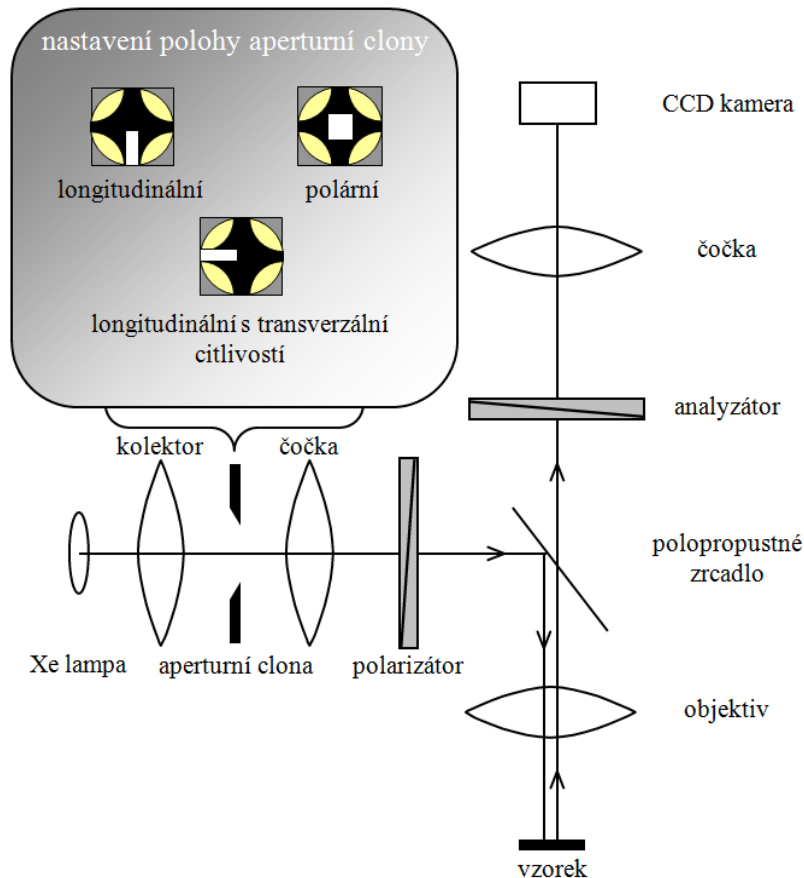
kde  $n$  je index lomu prostředí, ve kterém se nachází čočka objektivu (ve vzduchu se zpravidla počítá s  $n = 1$ , hodnota indexu lomu se mění při použití imerzní kapaliny) a  $\varphi_{\max}$  je maximální úhel dopadu. Využívané objektivy mikroskopu a jejich parametry jsou uvedeny v Tab. 3.

Tab. 3: Námi používané objektivy Kerrova mikroskopu

<b>Objektiv</b> ZEISS EC Epiplan-NEOFLUAR	<b>Zvětšení</b>	<b><math>N_A</math></b>	<b>Velikost zorného pole [mm]</b>	<b>Ideální rozlišení [nm]</b>	<b>Maximální úhel <math>\varphi_{\max}</math></b>
<b>2,5x/0,06</b>	2,5x	0,06	3,60 x 2,72	6100	3°26′
<b>10x/0,25</b>	10x	0,25	0,90 x 0,68	1464	14°29′
<b>20x/0,5</b>	20x	0,5	0,45 x 0,34	732	30°
<b>50x/0,8</b>	50x	0,8	0,180 x 0,136	457	53°8′
<b>100x/0,9</b>	100x	0,9	0,090 x 0,068	406	64°9′

Rovina aperturní clony je spojena se zpětnou ohniskovou rovinou objektivu, která je označována jako difrakční rovina a je pak zobrazována pomocí konoskopického obrazu. Konoskopický obraz vytyčuje ve zpětné ohniskové rovině tmavý kříž, ve kterém jsou polarizátor a analyzátor optimálně zkříženy. Nastavením aperturní clony lze vybrat různé oblasti tmavého kříže, díky čemuž získáváme citlivost k jednotlivým komponentám vektoru magnetizace (nastavení polohy aperturní clony na Obr. 9). Uvažujme externí magnetické pole  $H$  v rovině vzorku, mohou nastat tyto konfigurace:

- Světlo je aperturní clonou vystředováno doprostřed kříže (dopadá kolmo na vzorek), měření je citlivé k polární komponentě vektoru magnetizace  $M_P$ .
- Pokud je světlo pomocí aperturní clony nastaveno do okrajových částí kříže, detekujeme komponentu longitudinální, nebo longitudinální s transverzální citlivostí. Lze pozorovat jistou podobnost s diferenciální intenzitní metodou, ovšem u Kerrovy mikroskopie se při změně měřené komponenty mění rovina dopadu, což je podstatný rozdíl. Stejně jako u diferenciální intenzitní metody je i zde přimíchána polární komponenta vektoru magnetizace. Měření ovšem ukázala, že v případě námi používaných vzorků, lze tuto komponentu zanedbat [21, 22].

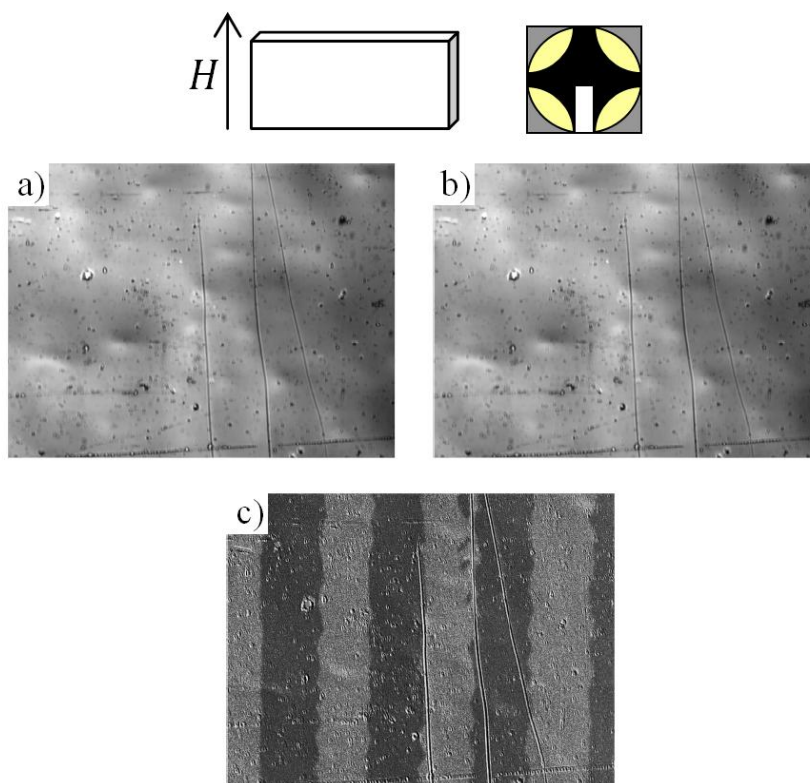


Obr. 9: Blokové schéma Kerrova mikroskopu se znázorněním nastavení aperturní clony

### 3.2.2. Magnetická část

Princip měření magnetických domén je ukázán na příkladu měkkého amorfního CoFeCrSiB pásu, u něhož byla namáháním vytvořena snadná osa kolmá na osu pásu (Obr. 10). Konfigurace měření je naznačena v horní části obrázku, generuje se magnetické pole  $H$ , které je kolmé k ose vzorku. Kerrův mikroskop je nastaven k detekci longitudinální komponenty magnetizace (viz nastavení polohy aperturní clony na Obr. 9) [14].

Pomocí diferenciální intenzitní metody, resp. z naměřených povrchových hysterezních smyček, určíme magnetické pole, které je potřebné k nasaturování vzorku ( $H_S$  na Obr. 7). Obrázek povrchu vzorku při saturačním poli se pomocí Kerrova mikroskopu uloží do paměti počítače (Obr. 10a), čímž získáme hodnoty intenzit  $I_S$  v saturačním poli. Následně snižujeme velikost magnetického pole pod hodnotu saturace ( $H < H_S$ ) a v určitém námi zvoleném okamžiku opět uložíme obrázek povrchu do paměti počítače (Obr. 10b), čímž získáme hodnoty intenzit  $I$  v novém poli. V příkladu na Obr. 10 bylo magnetické pole  $H = 0$ , jedná se tedy o remanenci. Po odečtení hodnot ze získaných obrázků ( $I_S - I$ ) získáváme magnetický kontrast odpovídající pozorovaným magnetickým doménám (Obr. 10c).



Obr. 10: Měření magnetických domén na obecném vzorku

- se souhlasem autora převzato z [14] -

Podobně jako u diferenciální intenzitní metody, i u Kerrovy mikroskopie lze aplikovat magnetické pole v rovině vzorku (in-plane) nebo kolmo na rovinu vzorku (out-of-plane). Magnetické pole se generuje pomocí magnetů, které jsou společně s jejich parametry uvedeny v Tab. 4.

Tab. 4: Námi používané magnety v Kerrově mikroskopii

Magnetické pole generované v rovině vzorku (in-plane)		
Vzduchová cívka Velikost mezery 38 mm	$H_{\max} = 400 \text{ Oe}$	$I = 4 \text{ A}$
Pólové nadstavce na menší pole Vzdálenost mezi póly 25 mm	$H_{\max} = 3500 \text{ Oe}$	
Pólové nadstavce na větší pole Vzdálenost mezi póly 12,5 mm	$H_{\max} = 6000 \text{ Oe}$	
Magnetické pole generované kolmo na rovinu vzorku (out-of-plane)		
Vzduchová cívka Velikost mezery 40 mm	$H_{\max} = 500 \text{ Oe}$	$I = 4 \text{ A}$

### 3.2.3. Konoskopický obraz

V rámci studia Kerrovy mikroskopie byl také vytvořen program pro modelování konoskopických obrazů izotropních a anizotropních vzorků. K vytvoření programu byl použit software firmy MathWorks, MATLAB 7.9.0 (R2009b). Výstupním souborem byl m-file (\*.m), ve kterém byl kód napsán.

Základem modelu je maticová rovnice, která popisuje šíření světla od Xe lampy, přes soustavu polarizátor (označení P) - vzorek - analyzátor (označení A), až k CCD kameře:

$$\vec{J}_K = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi_2 & -\sin \phi_2 \\ \sin \phi_2 & \cos \phi_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi_1 & -\sin \phi_1 \\ \sin \phi_1 & \cos \phi_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \quad (18)$$

$$= \begin{pmatrix} r_{ss} \cdot \cos \phi_1 \cdot \cos \phi_2 + r_{ps} \cdot \sin \phi_1 \cdot \cos \phi_2 - r_{sp} \cdot \cos \phi_1 \cdot \sin \phi_2 - r_{pp} \cdot \sin \phi_1 \cdot \sin \phi_2 \\ 0 \end{pmatrix},$$

kde  $r_{ss}$ ,  $r_{ps}$ ,  $r_{sp}$  a  $r_{pp}$  jsou reflexní koeficienty vzorku, matice jsou definované v kapitole 2, úhel  $\phi_1 = \frac{\pi}{2} + \phi - \beta$ ,  $\phi_2 = \frac{\pi}{2} + \gamma - \phi$ , přičemž  $\beta$  je úhel rotace polarizátoru od osy  $x$ ,  $\gamma$  je úhel rotace analyzátoru od osy  $x$  a  $\phi = (0, 2\pi)$ .

Pro izotropní vzorky jsou  $r_{ss}$  a  $r_{pp}$  dány Fresnelovými vztahy (19) a (20) a mimodiagonální koeficienty jsou nulové:

$$r_{ss} = \frac{n_1 \cos \alpha_1 - n_2 \cos \alpha_2}{n_1 \cos \alpha_1 + n_2 \cos \alpha_2}, \quad (19)$$

$$r_{pp} = \frac{n_2 \cos \alpha_1 - n_1 \cos \alpha_2}{n_1 \cos \alpha_2 + n_2 \cos \alpha_1}, \quad (20)$$

kde  $n_1$  je index lomu prostředí (ve vzduchu),  $n_2$  je index lomu vzorku, úhel  $\alpha_1 = (0, \alpha_{1\max})$ , přičemž  $\alpha_{1\max} = \arcsin \frac{n_A}{n_1}$  a úhel  $\alpha_2 = \arcsin \left( \frac{n_1}{n_2} \sin \alpha_1 \right)$ , což vyplývá ze Snellova zákona:

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2. \quad (21)$$

Pro anizotropní vzorky jsou mimodiagonální reflexní koeficienty  $r_{ps}$  a  $r_{sp}$  nenulové a při longitudinální symetrii jsou dány vztahy:

$$r_{ps} = iQ_L \frac{n_1 n_2 \cos \alpha_1 \tan \alpha_2}{(n_1 \cos \alpha_1 + n_2 \cos \alpha_2)(n_1 \cos \alpha_2 + n_2 \cos \alpha_1)}, \quad (22)$$

$$r_{sp} = r_{ps}, \quad (23)$$

kde  $Q_L$  je lineární magnetooptická konstanta (pro izotropní vzorky je  $Q_L = 0$ ).

Výsledkem programu je graf tří proměnných: polohy  $x$ ,  $y$  a intenzity  $I$ . Tyto proměnné vypočítáme takto:

$$x = \tan \alpha_1 \cdot \cos \phi, \quad (24)$$

$$y = \tan \alpha_1 \cdot \sin \phi, \quad (25)$$

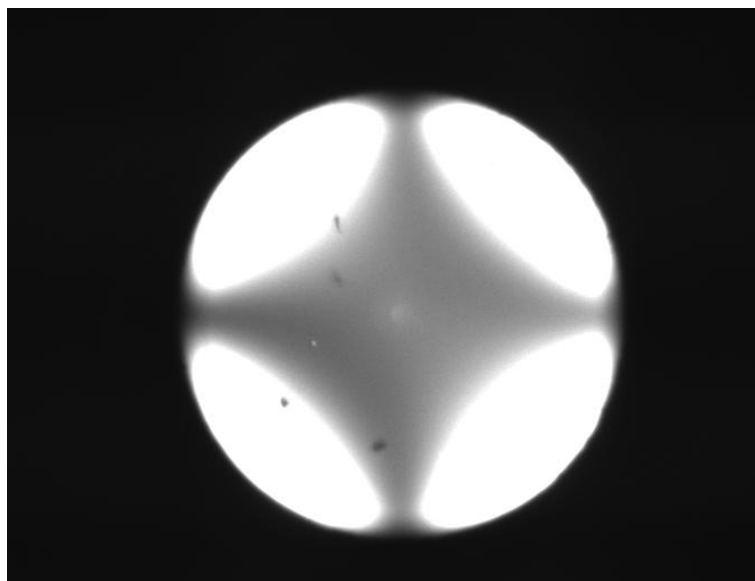
$$I = \vec{J}_K \cdot \vec{J}_K^+, \quad (26)$$

kde  $\vec{J}_K^+$  je hermitovsky sdružený vektor, přičemž hermitovské sdružení odpovídá transpozici a komplexnímu sdružení.

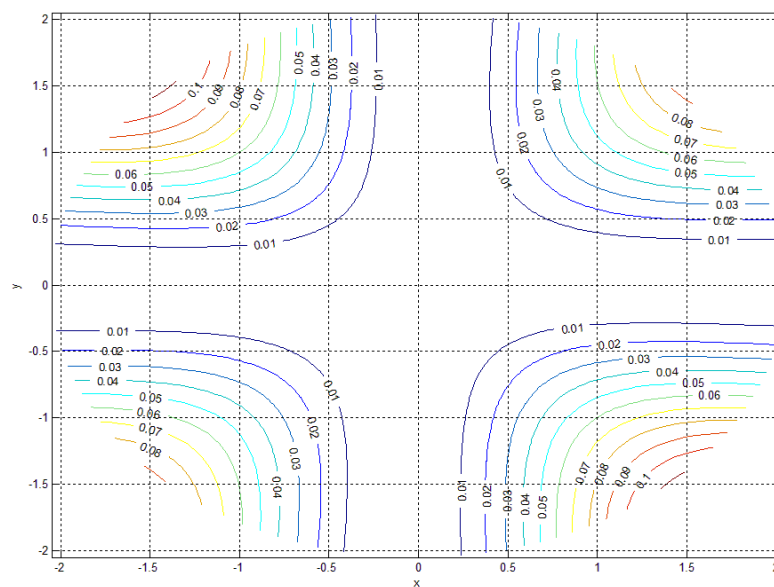
Měření vzorků jsme prováděli objektivem firmy ZEISS (Tab. 3, zvětšení 100x), k dispozici jsme měli izotropní vzorek krystalického Si o indexu lomu  $n_{Si} = 3,5$  a anizotropní  $\text{Fe}_{80,5}\text{Nb}_{6,9}\text{B}_{12,6}$  pásek o komplexním indexu lomu  $n_{\text{pásek}} = 2,87 - i3,46$  a lineární magnetooptické konstantě  $Q_L = 0,0196 + i0,0044$ . Porovnání reálných konoskopických obrazů s modelem lze vidět v různých konfiguracích na Obr. 11-14.

### Izotropní vzorek (krystalický Si)

- úhel polarizátoru  $\beta = 0^\circ$ , úhel analyzátoru  $\gamma = 88^\circ$



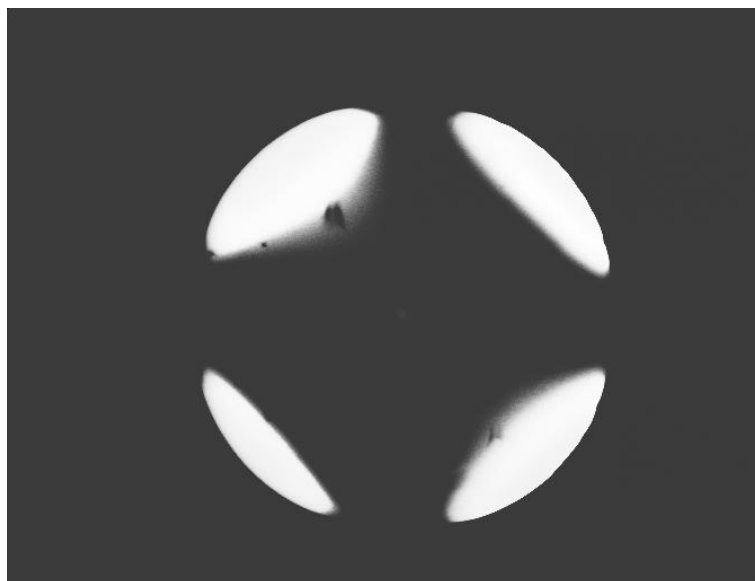
Obr. 11: Konoskopický obraz zobrazený pomocí CCD kamery



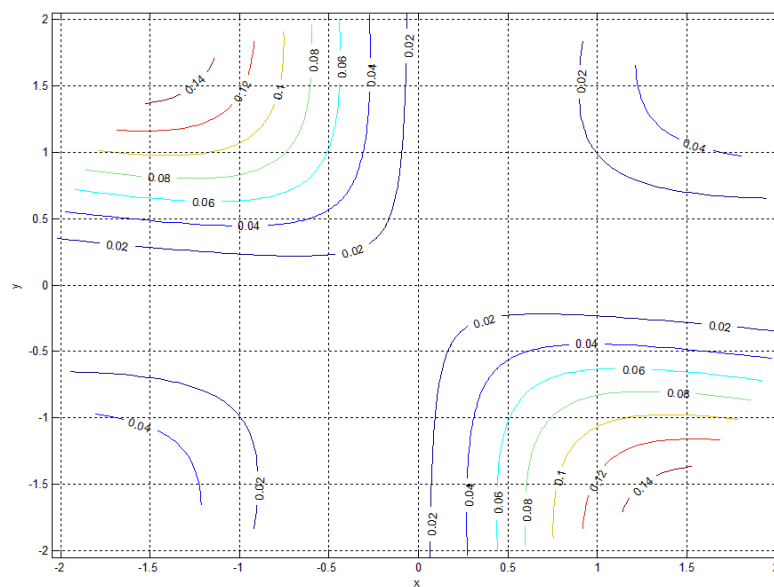
Obr. 12: Programem vymodelovaný konoskopický obraz

Anizotropní vzorek ( $\text{Fe}_{80,5}\text{Nb}_{6,9}\text{B}_{12,6}$  pásek)

- úhel polarizátoru  $\beta = 0^\circ$ , úhel analyzátoru  $\gamma = 82^\circ$



Obr. 13: Konoskopický obraz zobrazený pomocí CCD kamery



Obr. 14: Programem vymodelovaný konoskopický obraz



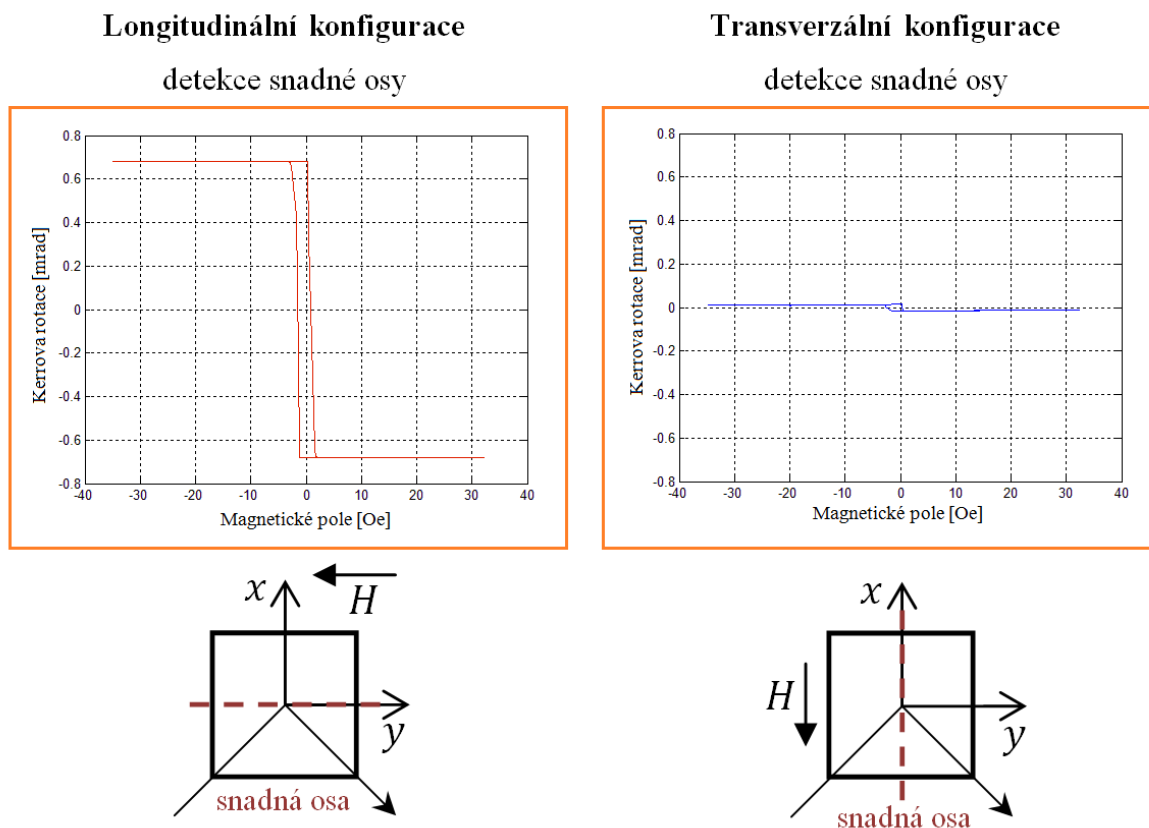
## 4. Magnetooptická měření měkkých magnetických materiálů

Magnetooptická měření jsme provedli na několika typech měkkých magnetických materiálů, které jsou v současné době využívány pro aplikace v různých oblastech výzkumu. Každá z následujících podkapitol je věnována jednomu typu těchto materiálů.

### 4.1. FeCoTaN vrstvy

FeCoTaN vrstvy byly připraveny magnetronovým naprašováním na čtvercový Si substrát a následným žíháním při teplotě 400°C po dobu jedné hodiny. Přibližná tloušťka těchto vrstev je 304 nm. Důvodem žíhání feromagnetických vrstev je vznik jednoosé anizotropie, která je důležitá pro aplikace těchto vrstev v oblastech vysokofrekvenční CMOS elektroniky (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor, doplňující se kov-oxid-polovodič) a radiofrekvenčních mikrocívek kompatibilních s CMOS [23, 24].

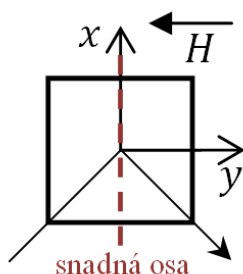
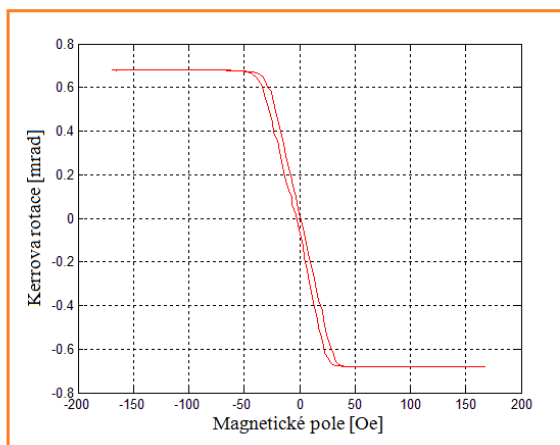
Na Obr. 15 jsou vidět výsledky měření povrchových hysterezních smyček pomocí diferenciální intenzitní metody při detekci snadné osy magnetizace v longitudinální a transverzální konfiguraci. Obr. 16 ukazuje výsledky při detekci obtížné osy magnetizace.



Obr. 15: Hysterezní smyčky z diferenciální intenzitní metody pro detekci snadné osy

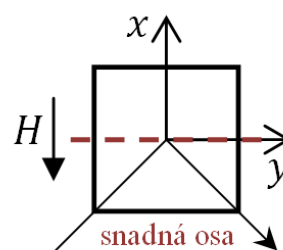
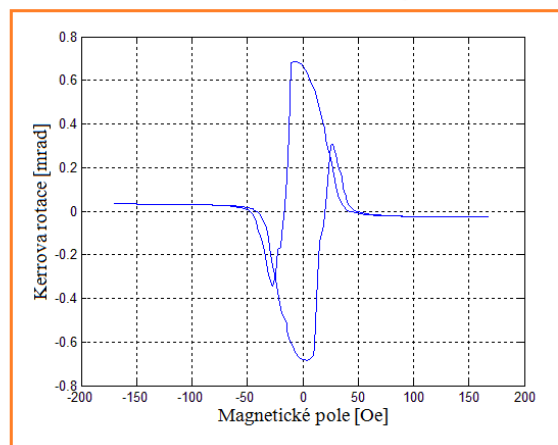
### Longitudinální konfigurace

detekce obtížné osy



### Transverzální konfigurace

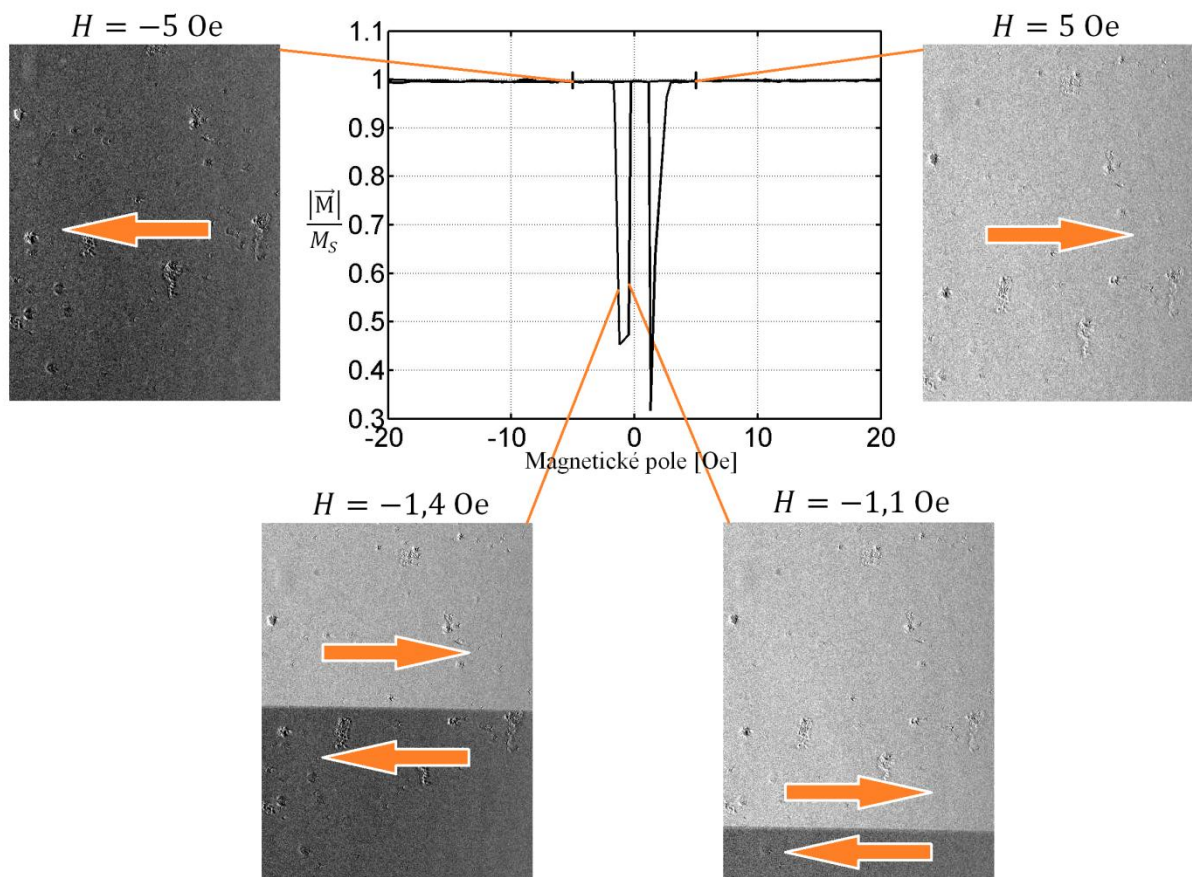
detekce obtížné osy



Obr. 16: Hysterezní smyčky z diferenciální intenzitní metody pro detekci obtížné osy

Z povrchových hysterezních smyček na Obr. 15 je patrné, že při detekci snadné osy v longitudinální konfiguraci je efekt v saturaci  $M_S = 0,68$  mrad a v transverzální konfiguraci téměř nulový. K nasaturování vzorku je potřeba pouze malé pole  $H_S = 2,4$  Oe a koercitivní pole  $H_C = 1,1$  Oe je velmi malé (Obr. 15 vlevo), což dává informaci, že se jedná o měkký magnetický materiál. Anizotropní pole vzorku je  $H_A = 40$  Oe, jedná se o hodnotu pole při detekci efektu v obtížné ose, kdy je smyčka v longitudinální konfiguraci poprvé nasycena (Obr. 16 vlevo). Na vzorku jsme prováděli také měření homogenity, kdy byl laserový svazek fokusován do různých míst na vrstvě. S využitím citlivé transverzální konfigurace ve snadné ose (Obr. 15 vpravo) jsme ověřili vysokou kvalitu měřeného systému z hlediska homogenity a také potvrdili existenci jednoosé anizotropie.

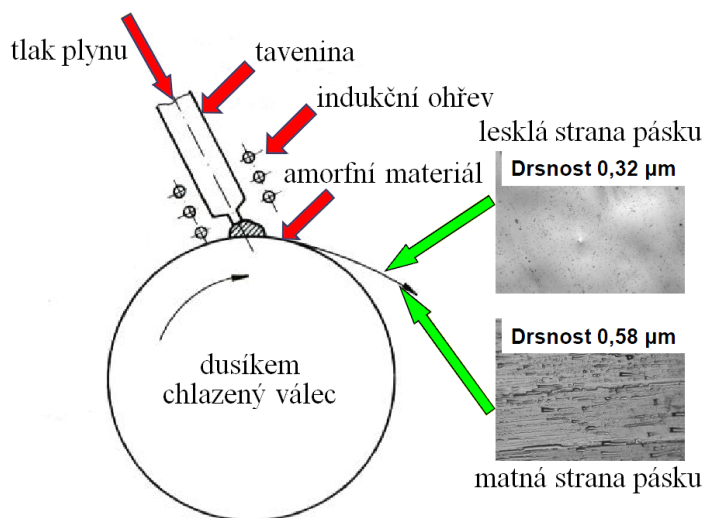
Na Obr. 17 je vidět celkový vektor magnetizace  $\frac{|\vec{M}|}{M_S} = \frac{\sqrt{M_p^2 + M_L^2 + M_T^2}}{M_S}$  při detekci snadné osy magnetizace vzorku a domény z Kerrovy mikroskopie odpovídající příslušnému poli při longitudinální konfiguraci. Pro komponenty magnetizace  $M_L$  a  $M_T$  byla použita data z naměřených povrchových hysterezních smyček ve snadné ose pro longitudinální a transversální konfiguraci, polární komponenta magnetizace je v našem případě  $M_p = 0$  (magnetizace leží v rovině vzorku). V oblastech, kde  $\frac{|\vec{M}|}{M_S} = 1$ , pozorujeme koherentní rotaci magnetizace a není pozorována doménová struktura (viz Obr. 17). Naopak při  $\frac{|\vec{M}|}{M_S} < 1$  (dvě oblasti na Obr. 17) dochází ke vzniku doménových struktur s orientací doménových stěn podél snadné osy. Tento výsledek dobře koresponduje s hysterezními smyčkami na Obr. 15 a 16.



Obr. 17: Celkový vektor magnetizace FeCoTaN vrstvy a odpovídající magnetické domény detekované ve snadné ose vzorku

## 4.2. FeNbB pásy

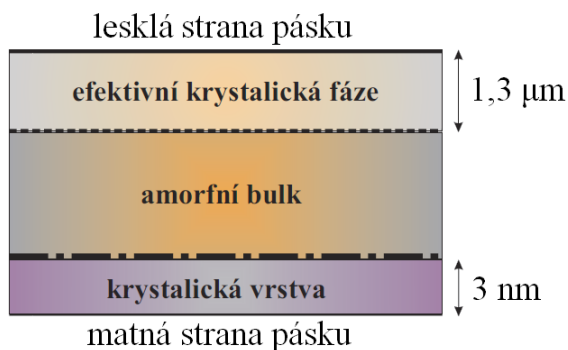
Amorfní a nanokrystalické pásy se obvykle připravují planárním nástřikem taveniny na chladicí buben (planar flow casting), jak lze vidět na Obr. 18. Strana, která při této metodě přípravy leží na rotujícím válci, je označována jako matná strana pásu (wheel), opačná strana jako lesklá (shiny) [25]. V našem případě jsou zkoumány  $\text{Fe}_{80,5}\text{Nb}_{6,9}\text{B}_{12,6}$  pásy o tloušťce 28  $\mu\text{m}$  a šířce 10 mm. Jak je vidět z měření drsnosti povrchu obou stran pomocí drsnoměru, obvykle je matná strana drsnější v porovnání se stranou lesklou, což je způsobeno vzniklými bublinami vzduchu a výraznou mřížkou válce [17].



Obr. 18: Způsob přípravy FeNbB pásků

### 4.2.1. Nežíhané FeNbB pásy

Tato podkapitola se zabývá nežíhanými (as-quenched) FeNbB vzorky metalických skel. Připravené pásy byly z důvodu odstranění tvarové anizotropie vyjiskřeny do tvaru disků o průměru 9 mm.

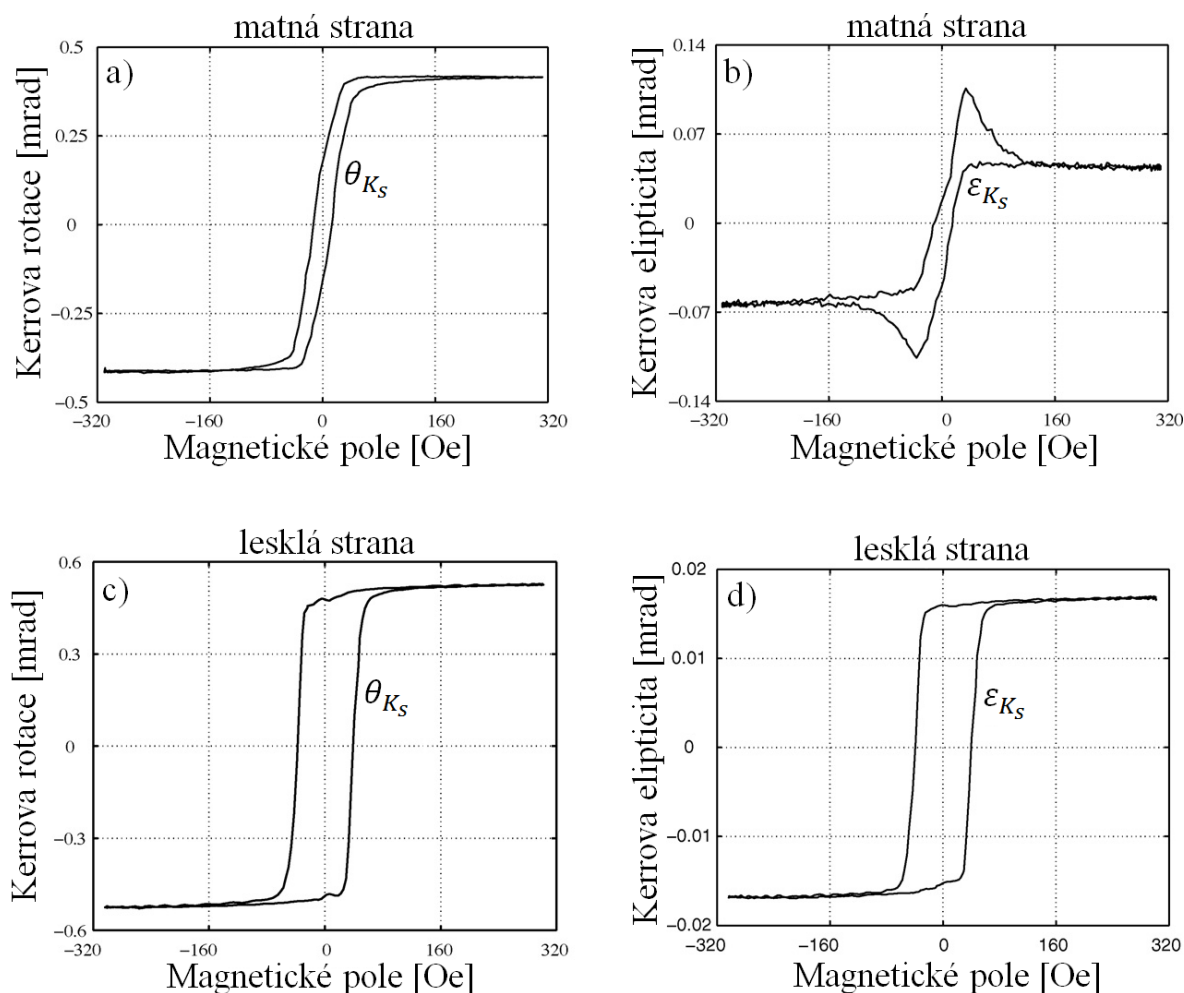


Obr. 19: Vrstvy krystalických vrstev FeNbB pásků

- se souhlasem autora převzato z [27] -

Na Obr. 20a, b jsou ukázány povrchové hysterezní smyčky Kerrovy rotace a elipticity na matné straně pásu pro dopadající s polarizací. Magnetické pole bylo generováno podél osy pásu. Tyto smyčky nemají stejný tvar, je tedy patrné, že detekujeme dvě magnetické fáze v blízké povrchové oblasti (desítky nm), což odpovídá výsledkům z CEMS (Conversion Electron Mössbauer Spectroscopy, Mössbauerova spektroskopie konverzních elektronů), XRD (X-Ray Diffraction, rentgenová difrakce) a TMS (Transmission Mössbauer Spectroscopy, transmisní Mössbauerova spektroskopie), které odhalily přítomnost krystalické (10%  $\alpha$ -Fe) a amorfní fáze [17, 26]. Následnými magnetooptickými modely byla tloušťka krystalické fáze odhadnuta na 3 nm, viz hloubkový model pásu ukázaný na Obr. 19 [27].

Z důvodu již diskutované drsnosti matné strany vzorku nelze na této straně pozorovat magnetické domény z Kerrovy mikroskopie.

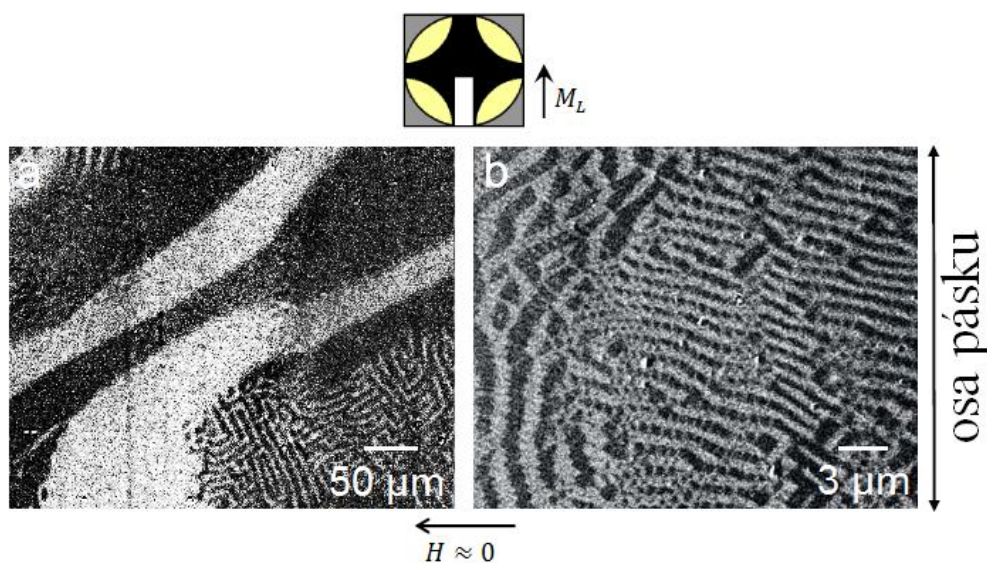


Obr. 20: Povrchové hysterezní smyčky Kerrovy rotace a elipticity měřené z matné a lesklé strany pásu FeNbB pro dopadající s polarizací



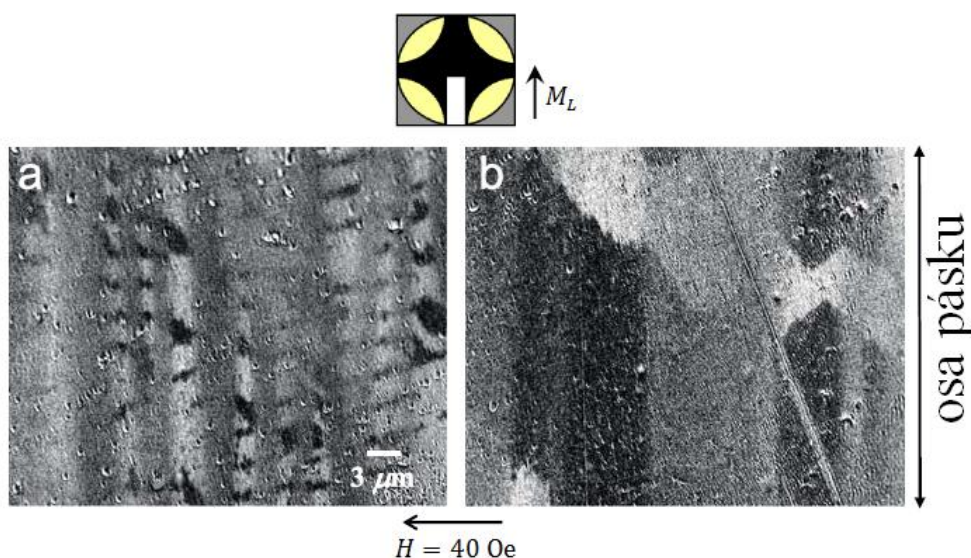
Na Obr. 20c, d jsou ukázány povrchové hysterezní smyčky Kerrovy rotace a elipticity na lesklé straně pásku pro dopadající s polarizací. Magnetické pole bylo generováno podél osy pásku. Tyto smyčky sice mají stejný tvar, ovšem vyšší koercitivní pole  $H_C = 40$  Oe naznačuje, že v horní vrstvě lesklé strany disku se nacházejí více či méně náhodně umístěné krystalky v amorfni fázi. Existenci těchto krystalků potvrdily výsledky z CEMS a XRD (5%  $\alpha$ -Fe) [17, 26]. Jak je patrné z Obr. 19, hloubka efektivní krystalické vrstvy je v měřené oblasti 1,3  $\mu\text{m}$ . Tato hloubka byla zjištěna postupným odleptáváním efektivní krystalické vrstvy pomocí zředěného roztoku kyseliny dusičné  $\text{HNO}_3$  a porovnáváním povrchových hysterezních smyček po různé době leptání. Jakmile se razantně zmenšilo koercitivní pole, bylo možno určit hloubku odleptané vrstvy ze změny hmotnosti vzorku [17, 28].

Po odstranění efektivní krystalické fáze můžeme pozorovat velké pásové domény, které odpovídají tahovému napětí v pásu, a tzv. „fingerprint“ domény (domény „otisku prstu“), které odpovídají tlakovému napětí. Oba druhy napětí byly do vzorku vneseny náhodně během jeho přípravy. Na Obr. 21a jsou patrné oba typy těchto domén, velké pásové o šířce až 100  $\mu\text{m}$ , které leží v rovině vzorku podél snadné osy, a „fingerprint“ domény o šířce až 3  $\mu\text{m}$ , které reprezentují domény jdoucí do hloubky vzorku (kolmo k jeho rovině), na povrchu se pouze uzavírají. Naopak na Obr. 21b vidíme pouze „fingerprint“ domény, což poukazuje na silný vliv tlakového napětí. Je tedy zřejmé, že magnetické chování lze považovat za neuspořádané [17, 28].



Obr. 21: Magnetické domény pozorované ve dvou různých místech FeNbB vzorku po odstranění efektivní krystalické fáze  
- se souhlasem autora převzato z [28] -

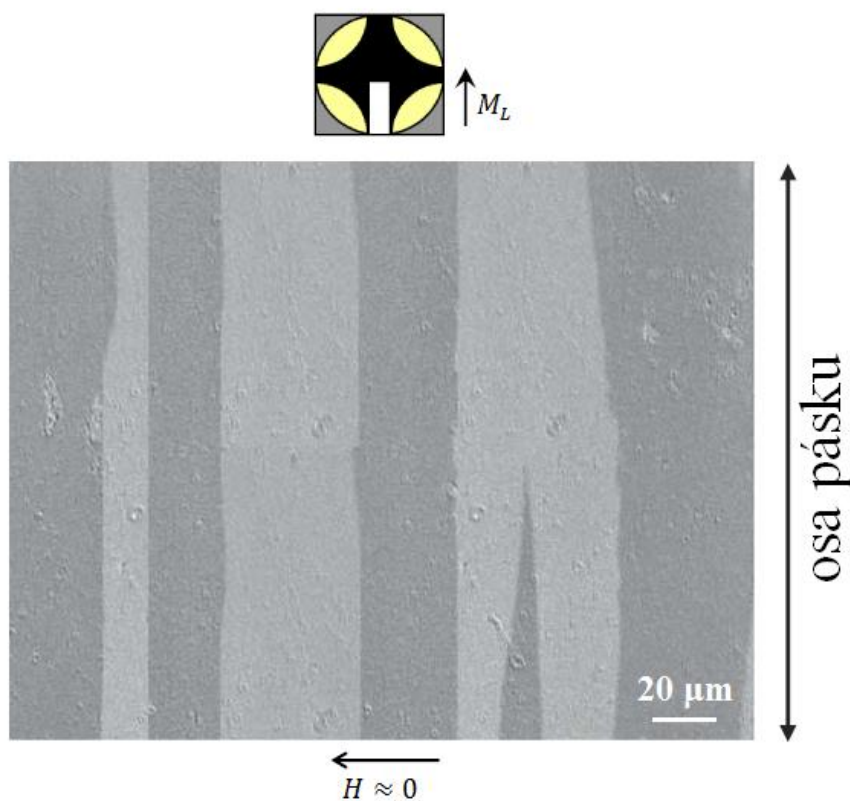
Na Obr. 22 jsou ukázány magnetické domény ze dvou různých míst na vzorku, kdy povrchová efektivní krystalická fáze odstraněna nebyla. Po nasaturování vzorku a uložení referenčního obrázku jsme postupně snižovali pole až k  $H \approx 0$  Oe (remanence). Vidíme původní černé a bílé domény (velké pásové či „fingerprint“ domény) pozorované v amorfním bulku. Změna polarity pole a jeho postupné zvyšování až k  $H = 40$  Oe v opačném směru vede k obrazu, kde jsou původní černé a bílé domény překryty šedými pásovými doménami, jejichž směr je téměř kolmý k ose pásku. Předpokládáme, že původ těchto pásových domén může pocházet od krystalků  $\alpha$ -Fe nacházejících se blízko povrchu, zatímco domény podél osy pásku, pozorované při poli  $H \approx 0$  Oe, pocházejí z amorfního bulku pod ním. Z výše uvedeného vyplývá, že magnetické vlastnosti nežíhaných FeNbB pásků se mění v závislosti na hloubce od povrchu vzorku [17, 28].



Obr. 22: Magnetické domény pozorované ve dvou různých místech FeNbB vzorku bez odstranění efektivní krystalické fáze  
- se souhlasem autora převzato z [28] -

#### 4.2.2. Žíhané FeNbB pásy

Nežíhané FeNbB pásy byly navinuty lesklou stranou dovnitř na křemíkovou trubici o průměru 13 mm a následně žíhány po dobu 30 minut při teplotě 380°C. Vzniklé toroidální vzorky byly poté narovnány, čímž došlo k indukování nehomogenní anizotropie v objemové fázi (tahem na lesklé straně a tlakem na straně matné). Na CEMS bylo zjištěno, že žíhání zvyšuje množství krystalické fáze na obou stranách pásu (17%  $\alpha$ -Fe na matné straně, 13%  $\alpha$ -Fe na lesklé straně). Na povrchu lesklé strany se vytvořila jednoosá anizotropie se snadnou osou podél osy pásu a koercitivní pole se snížilo ze 40 Oe (nežíhané pásy) na 25 Oe. Krystalky jsou u žíhaných FeNbB pásků svázány s amorfni fází, jsou natočeny ve stejném směru, a tudíž nepozorujeme stejné magnetické domény jako u pásků nežíhaných (viz Obr. 23) [17, 28].



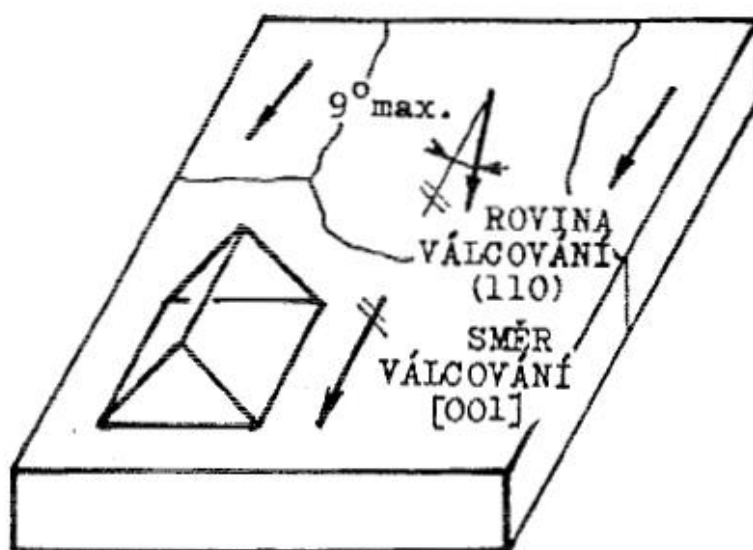
Obr. 23: Magnetická doménová struktura žíhaného FeNbB pásu



### 4.3. Transformátorové oceli

Námi zkoumané transformátorové oceli jsou křemíkové oceli  $\text{Fe}_{97}\text{Si}_3$  o tloušťce 0,35 mm a kubickém prostorově centrovaném uspořádání (bcc). Byly připraveny vhodnou kombinací válcování za studena a rekrytalizačního žíhání, čímž bylo dosaženo lepších magnetických vlastností, menší drsnosti povrchu, užší tolerance tloušťky plechu a snazší mechanizace stříhání požadovaných tvarů z pásového materiálu. Povrch byl izolován keramickou vrstvou fosforečnanu hořečnatého  $\text{Mg}_3(\text{PO}_4)_2$  z důvodu zjemnění doménové struktury. Připravené vzorky byly z důvodu odstranění tvarové anizotropie vyjiskřeny do tvaru disků o průměru 10 mm [2].

Jsou-li jednotlivé krystaly (zrna) struktury plechu usměrněny, mluvíme o textuře a plechy označujeme jako orientované. Orientované transformátorové oceli jsou důležité pro výrobu malých transformátorů, tlumivek, měřících, regulačních a impulzních transformátorů. Zrna našich vzorků byla usměrněna do směru snadné magnetizace, taková textura se nazývá Gossova textura (Obr. 24) a patří mezi nejznámější a nejpoužívanější. Rovina válcování (110) leží v rovině povrchu plechu, směr snadné magnetizace je rovnoběžný se směrem válcování [001], v tomto směru jsou tedy dosahovány minimální ztráty při přemagnetování, naopak ve směru kolmém jsou ztráty několikanásobně vyšší. Při nulovém magnetickém poli se doménová struktura skládá vzhledem ke snadné ose z pásových paralelních a antiparalelních domén (viz Obr. 26a) [2].

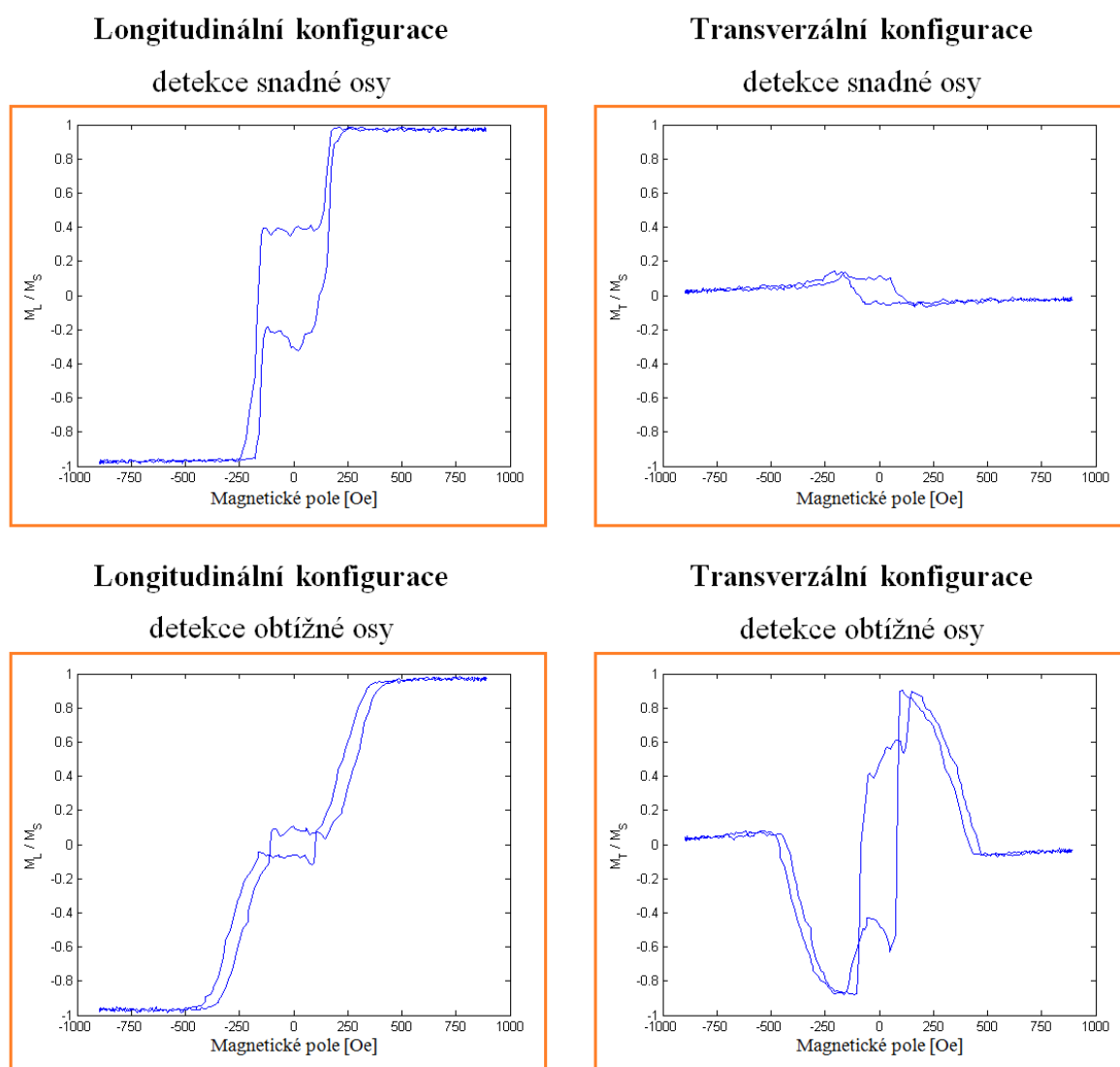


Obr. 24: Gossova textura

- se souhlasem autora převzato z [2] -

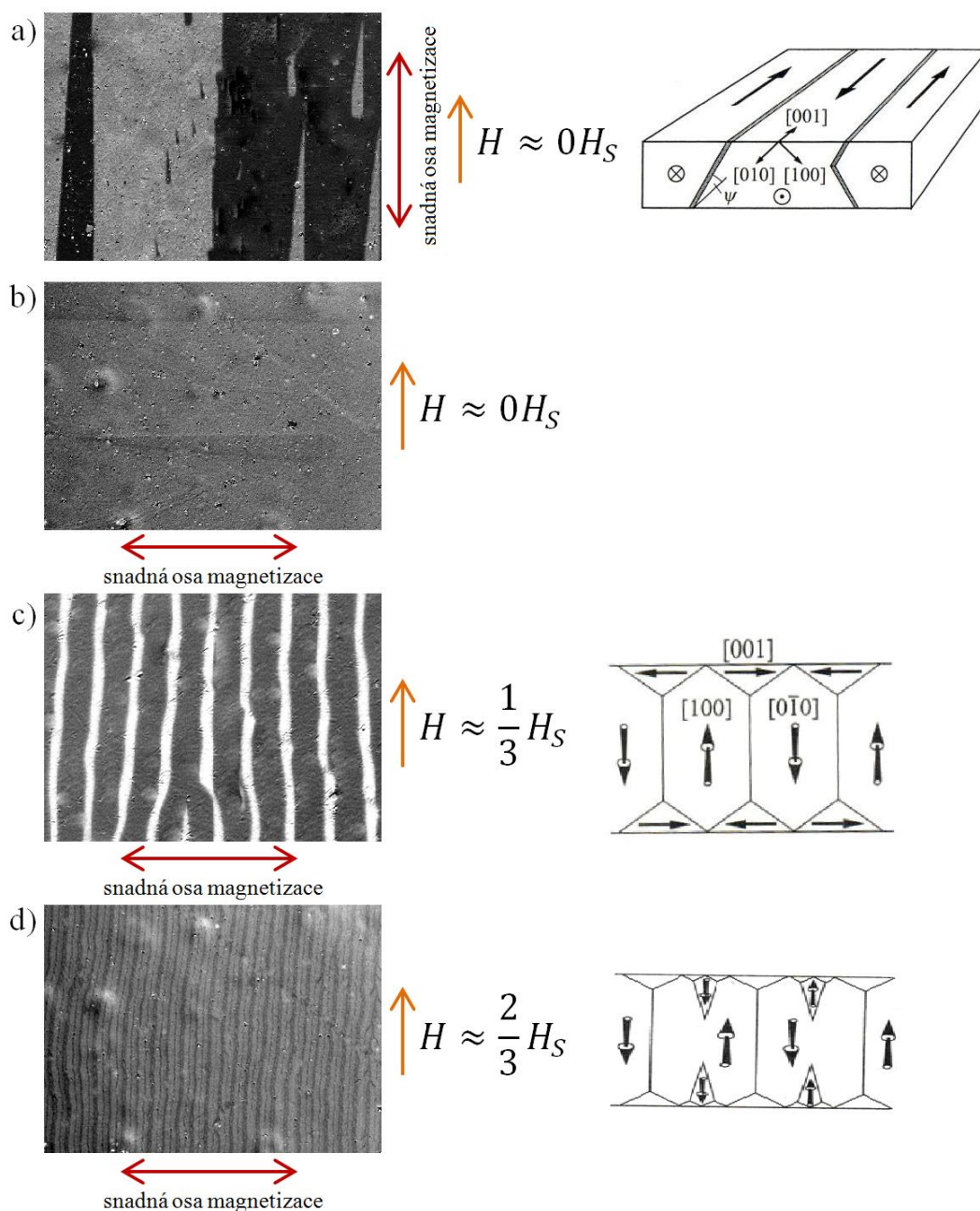
Na Obr. 25 jsou ukázány povrchové hysterezní smyčky z diferenciální intenzitní metody v blízkosti snadné a obtížné osy magnetizace. Pro měření anizotropie jsme vzorek nastavili tak, aby při jeho rotaci v rovině vzorku (in-plane) zůstal dopadající světelný svazek na stejném místě. Ze smyček je patrná přítomnost jednoosé anizotropie, zároveň však lze pozorovat detekci dvou odlišných magnetických fází v povrchové oblasti transformátorové oceli. Tento fakt je potvrzen i z naměřených magnetických domén, viz Obr. 26.

Je-li aplikováno magnetické pole v blízkosti snadné osy (směr [001]), pak detekujeme velké pásové domény se směrem rovnoběžným k snadné ose magnetizace, doménové stěny svírají úhel  $180^\circ$  a nejsou kolmé k povrchu (viz Obr. 26a).



Obr. 25: Hysterezní smyčky z diferenciální intenzitní metody pro longitudinální a transverzální konfigurace (detekce snadné a obtížné osy)

Je-li aplikováno magnetické pole v blízkosti obtížné osy (viz Obr. 26b-d) pozorujeme vývoj magnetických domén při zvyšování magnetického pole. V nulovém poli jsou mírně patrné velké pásové domény, jejich kontrast je však velmi slabý (aparatura v této konfiguraci není k těmto doménám citlivá). Při poli  $H \approx \frac{1}{3}H_S$  pozorujeme „fingerprint“ domény, ty se na povrchu pouze uzavírají, jsou k povrchu kolmé. Při poli  $H \approx \frac{2}{3}H_S$  pozorujeme malé páskové domény, které jsou zasunuty ve „fingerprint“ doménách, také jsou kolmé k povrchu. Podobné závěry jsou ukázány i v [21].



Obr. 26: Magnetické domény pro longitudinální konfiguraci při magnetickém poli aplikovaném v blízkosti a) snadné ose magnetizace, b-d) obtížné ose magnetizace

#### 4.4. FeSiB pásy

FeSiB pásy jsou tzv. metalická skla, která se připravují planárním nástřikem taveniny na chladicí buben (planar flow casting), tedy obdobně jak bylo popsáno v podkapitole 4.2. u FeNbB pásků (viz Obr. 18). Připravené pásy jsou přibližně 20  $\mu\text{m}$  tlusté, 10 mm široké a jejich délka byla pro účely měření zkrácena na 10 mm. Aplikace těchto materiálů je důležitá především v oblasti citlivých senzorů. Množství křemíku Si, který se snadno váže na železo Fe, a boru B zásadně ovlivňuje povrchové magnetické vlastnosti a proces krystalizace. Z těchto důvodů jsme měření prováděli na dvou čtvercových vzorcích o struktuře  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$  a  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$ , zkoumána byla lesklá strana obou vzorků (strana, která je při přípravě v kontaktu se vzduchem).

Vzorek  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$  je na povrchu amorfni a byl pomocí metod CEMS a ILEEMS (Integral Low-Energy Electron Mössbauer Spectroscopy, integrální Mössbauerova spektroskopie nízkoenergetických elektronů) charakterizován třemi příspěvky o střední hyperjemné indukci [29]:

- $B = 25 - 26$  T pro atomy Fe-Si
- $B = 24$  T pro tetragonální prostorově centrované (bct)  $\text{Fe}_2\text{B}$  klastry
- $B = 10 - 12$  T pro rozhraní mezi oběma typy klastrů

Pomocí Mössbauerových metod jsme schopni určit orientaci magnetických momentů. U metody CEMS byly detekovány konverzní elektrony s penetrační hloubkou okolo 200 nm, naopak u metody ILEEMS byly detekovány nízkoenergetické elektrony s penetrační hloubkou přibližně 5 až 10 nm. CEMS určila směr magnetických momentů v rovině vzorku a téměř shodné zastoupení krystalických fází (Fe-Si 44% /  $\text{Fe}_2\text{B}$  53%), oproti tomu metodou ILEEMS byl zjištěn kolmý směr magnetických momentů na rovinu vzorku a rozdílné zastoupení krystalických fází (Fe-Si 65 % /  $\text{Fe}_2\text{B}$  28 %), z čehož se dá usuzovat o segregaci fáze Fe-Si u povrchu.

Tyto závěry byly potvrzeny i magnetooptickými metodami. Na Obr. 27a pozorujeme povrchové hysterezní smyčky vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$  ze dvou různých míst. Hodnota koercitivního pole je  $H_C = 2 \text{ Oe}$ . V místě 1 je patrný příspěvek pouze jedné magnetické fáze, předpokládáme tedy detekci jednoho klastru. Naopak v místě 2 je patrný příspěvek dvou klastrů. Z homogenního měření celého vzorku je patrné, že klastry jsou více či méně náhodně rozmístěny na povrchu, pronikají do různých hloubek a přispívají k nehomogenitě, která je dána odlišnými tvary povrchových hysterezních smyček [29].

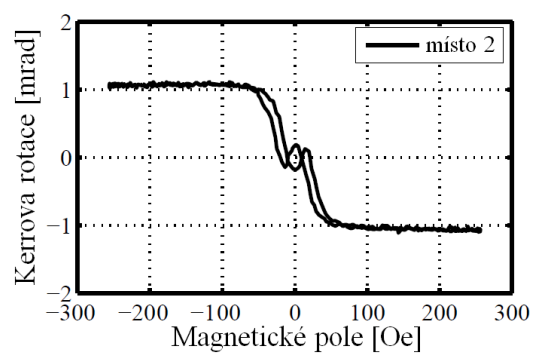
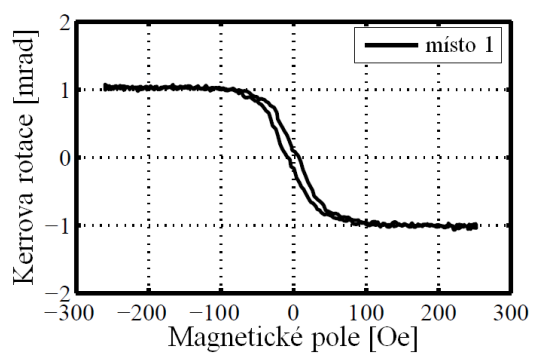
Vzorek  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$  byl pomocí Mössbauerových metod charakterizován opět třemi příspěvky o střední hyperjemné indukci [29]:

- $B = 33,5, 30,8$  a  $27,7 \text{ T}$  pro kubickou prostorově centrovanou (bcc) FeSi krystalickou fázi
- $B = 24 \text{ T}$  pro tetragonální prostorově centrované (bct)  $\text{Fe}_2\text{B}$  klastry
- $B = 10 - 12 \text{ T}$  pro rozhraní mezi oběma typy klastrů

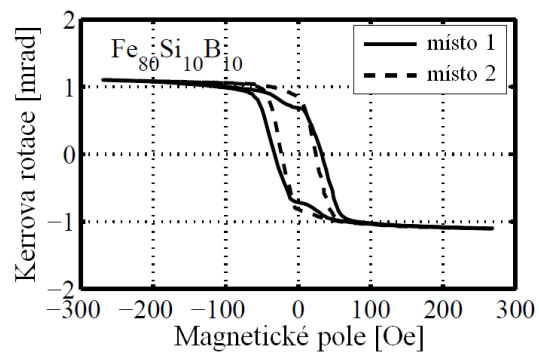
Výskyt krystalické fáze FeSi byl odhadnut metodou CEMS na 32 % a metodou ILEEMS na 27 %. Výsledky z TMS ukazují, že krystalizace se odehrává v blízkosti povrchu, protože tato transmisní metoda ukázala pouze amorfni strukturu v objemu vzorku.

Na Obr. 27b pozorujeme povrchové hysterezní smyčky vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$  ze dvou různých míst. Hodnota koercitivního pole je asi  $H_C \approx 28 \text{ Oe}$ , což je přibližně 15x víc, než u prvního vzorku. Fluktuace  $H_C$  okolo střední hodnoty je způsobena tím, že textura povrchu obsahuje nejen krystalickou fázi, ale i zbývající klastry. Je tedy zřejmé, že vzorek touto nežádoucí krystalizací ztrácí magnetickou měkkost [29].

a)  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$



b)  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$



Obr. 27: Povrchové hysterezní smyčky změřené na různých místech vzorků metalických skel

a)  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$ , b)  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$

## 5. Závěr

Cílem bakalářské práce byla charakterizace povrchových vlastností nanostruktur magnetooptickými metodami. V kapitole 2 je popsán maticový popis polarizace světla pomocí Jonesova formalismu. V kapitole 3 jsou popsány námi užívané magnetooptické metody, pomocí kterých byla uskutečňována magnetooptická měření měkkých magnetických materiálů, jejichž výsledky jsou uvedeny v kapitole 4.

Můj osobní přínos je shrnut v následujících bodech:

- 1) Vytvoření programu pro modelování konoskopických obrazů izotropních a anizotropních vzorků (podkapitola 3.2.3.).
- 2) Podíl na závěrečných měřeních FeNbB pásků (podkapitola 4.2.) [17].
- 3) Magnetooptická měření orientovaných transformátorových ocelí. Jednalo se o referenční vzorek, který byl dodán současně s Kerrovým mikroskopem (podkapitola 4.3.).
- 4) Výzkum FeSiB metalických skel z hlediska magnetooptiky, měření hysterezních smyček a magnetických domén (podkapitola 4.4.) [29].

Do budoucna plánuji nástup do navazujícího magisterského studia v oboru Nanotechnologie. V rámci diplomové práce bych rád navázal na magnetooptická měření povrchových hysterezních smyček pomocí diferenciální intenzitní metody v porovnání s objemovými hysterezními smyčkami měřenými pomocí přístroje pro VSM (Vibrating Sample Magnetometry, vibrační magnetometrie), který bude na Vysokou školu báňskou - Technickou univerzitu Ostrava dodán koncem roku 2010. Z hlediska pozorování magnetických domén bych se rád zapojil do rozvoje magnetooptické vektorové mikroskopie.

## Literatura

- [1] FIORILLO, F. *Measurement and characterization of magnetic materials*. 1. vyd. Amsterdam: Academic press, 2004. 666 s. ISBN: 978-0122572517.
- [2] BOUDA, V. - MACH, P. - PETR, J. - ŠTUPL, K. *Vlastnosti a technologie materiálů*. 1. vyd. Praha: ČVUT, 1993. 221 s. ISBN: 8001009769.
- [3] O'HANDLEY, R. C. Physics of ferromagnetic amorphous alloys. *Journal of applied physics*, 1987, roč. 62, č. 10, s. 4326-4361. ISSN: 0021-8979.
- [4] O'HANDLEY, R. C. Fundamental magnetic properties. In *Amorphous metallic alloys*. Uspořádal a k tisku připravil F. E. Luborsky. 1. vyd. Londýn: Butterworth, 1983. 496 s. ISBN: 978-0408110303.
- [5] RAMANAN, V. R. V. Metallic glasses in distribution transformer applications. *Journal of materials engineering*, 1991, roč. 13, č. 2, s. 119-127. ISSN: 0931-7058.
- [6] YOSHIKAWA, Y. - OGUMA, S. - YAMAUCHI, K. New Fe-based soft magnetic alloys composed of ultrafine grain structure. *Journal of applied physics*, 1988, roč. 64, č. 10, s. 6044-6047. ISSN: 0021-8979.
- [7] INOUE, A. - KOBAYASHI, K. - KANEHIRA, J. - MASUMOTO, T. Mechanical properties and thermal stability of (Fe, Co, Ni)-M-B (M equals IV, V and VI group transition metals) amorphous alloys with low boron concentration. *The science reports of the research institutes, Tohoku University*, 1981, roč. 29, č. 2, s. 331-342. ISSN: 0040-8808.
- [8] McHENRY, M. E. - WILLARD, M. A. - LAUGHLIN, D. E. Amorphous and nanocrystalline materials for applications as soft magnets. *Progress in materials science*, 1999, roč. 44, č. 4, s. 291-433. ISSN: 0079-6425.
- [9] SALEH, B. E. A. - TEICH, M. C. *Základy fotoniky 1-4*. 1. vyd. Praha: MatFyzPress, 1994-1996. 1052 s. ISBN: 8085863XXX.
- [10] ROBSON, B. A. *The theory of polarization phenomena*. 1. vyd. Oxford: Clarendon press, 1974. 119 s. ISBN: 0198514530.
- [11] CLARKE, D. - GRAINGER, J. F. *Polarized light and optical measurement*. 1. vyd. Oxford: Pergamon press, 1971. 187 s. ISBN: 0080163203.
- [12] KLIGER, D. S. - RANDALL, C. E. - LEWIS, J. W. *Polarized light in optics and spectroscopy*. 1. vyd. New York: Academic press, 1990. 440 s. ISBN: 978-0124149755.



- [13] POSTAVA, K. *Light propagation in magneto-optical multilayers / Magnetization behavior*. Olomouc / Toulouse: Univerzita Palackého / Institut National des Sciences Appliquées. Přírodovědecká fakulta. Katedra optiky, 1997. 147 s. Vedoucí dizertační práce prof. André Fert, doc. RNDr. Miroslav Hrabovský, DrSc.
- [14] HENDRYCH, A. *Magnetické vlastnosti nanokompozitních materiálů*. Olomouc: Univerzita Palackého. Přírodovědecká fakulta. Katedra experimentální fyziky, 2009. 62 s. Vedoucí dizertační práce doc. RNDr. Roman Kubínek, CSc.
- [15] ŽIVOTSKÝ, O. *Šíření světla v tlustých magneto-optických vrstvách*. Ostrava: Vysoká škola báňská. Fakulta elektrotechniky a informatiky. Katedra elektroniky a telekomunikační techniky, 2003. 55 s. Vedoucí diplomové práce Dr. Mgr. Kamil Postava.
- [16] VIŠŇOVSKÝ, Š. - LOPUŠNÍK, R. - BAUER, M. - BOK, J. - FASSBENDER, J. - HILLEBRANDS, B. Magneto-optic ellipsometry in multilayers at arbitrary magnetization. *Optics express*, 2001, roč. 9, č. 3, s. 121-135. ISSN: 1094-4087.
- [17] ŽIVOTSKÝ, O. - KLIMŠA, L. - HRABOVSKÁ, K. - HENDRYCH, A. - POSTAVA, K. Povrchové magnetické vlastnosti nežíhaných a žíhaných FeNbB pásků. *Jemná mechanika a optika*, 2010, roč. 55, č. 3, s. 84-88. ISSN: 0447-6441.
- [18] HRABOVSKÝ, D. *Charakteristika magneto-optických planárních struktur optickými metodami*. Ostrava: Vysoká škola báňská. Fakulta elektrotechniky a informatiky. Institut fyziky, 1999. 49 s. Vedoucí diplomové práce prof. Ing. Jaromír Pištora, CSc.
- [19] ŽIVOTSKÝ, O. - POSTAVA, K. - STUPAKIEWICZ, A. - KURANT, Z. - MAZIEWSKI, A. Separace polárních a longitudinálních komponent magnetizace při magneto-optických měřeních. Lineární a kvadratické Kerrovy jevy. *Jemná mechanika a optika*, 2007, roč. 52, č. 9, s. 243-247. ISSN: 0447-6441.
- [20] DABOO, C. - BLAND, J. A. C. - HICKEN, R. J. - IVES, A. J. R. - BAIRD, M. J. - WALKER, M. J. Vectorial magnetometry with the magneto-optic Kerr effect applied to Co/Cu/Co trilayer structures. *Physical review B*, 1993, roč. 47, č. 18, s. 11852-11859. ISSN: 1098-0121.
- [21] HUBERT, A. - SCHÄFER, R. *Magnetic domains - The analysis of magnetic microstructures*. 1. vyd. Heidelberg: Springer, 1998. 686 s. ISBN: 978-3540641087.
- [22] SCHÄFER, R. Investigation of domains and dynamics of domain walls by the magneto-optical Kerr-effect. In *Handbook of magnetism and advanced magnetic materials*. Uspořádali a k tisku připravili H. Kronmüller, S. Parkin. 1. vyd. Hoboken: Wiley, 2007. Svazek 3. Kapitola 5, s. 1513-1541. ISBN: 978-0470022177.

- [23] SEEMANN, K. - LEISTE, H. - BEKKER, V. A new generation of CMOS-compatible high frequency micro-inductors with ferromagnetic cores: Theory, fabrication and characterisation. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 2006, roč. 302, č. 2, s. 321-326. ISSN: 0304-8853.
- [24] LEISTE, H. - SEEMANN, K. - BEKKER, V. Realization of RF microinductors with magnetic cores for high quality factor applications. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 2004, roč. 272-276, příloha 1, s. 1135-1136. ISSN: 0304-8853.
- [25] BERGER, S. A. - AI, D. K. A simple fluid mechanical model for planar flow casting melt-spinning. *Metallurgical and materials transactions B*, 1988, roč. 19, č. 4, s. 571-579. ISSN: 1073-5615.
- [26] ŽIVOTSKÝ, O. - POSTAVA, K. - KRAUS, L. - JIRÁSKOVÁ, Y. - JURASZEK, J. - TEILLET, J. - BARČOVÁ, K. - ŠVEC, P. - JANIČKOVIČ, D. - PIŠTORA, J. Surface and bulk magnetic properties of as-quenched FeNbB ribbons. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 2008, roč. 320, č. 8, s. 1535-1540. ISSN: 0304-8853.
- [27] ŽIVOTSKÝ, O. - POSTAVA, K. - HRABOVSKÁ, K. - HENDRYCH, A. - PIŠTORA, J. - KRAUS, L. Depth-sensitive characterization of surface magnetic properties of as-quenched FeNbB ribbons. *Applied surface science*, 2008, roč. 255, č. 5, část 2, s. 3322-3327. ISSN: 0169-4332.
- [28] ŽIVOTSKÝ, O. - POSTAVA, K. - KRAUS, L. - HRABOVSKÁ, K. - HENDRYCH, A. - PIŠTORA, J. Surface magnetic properties and domains observation in as-quenched and annealed FeNbB ribbons. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 2010, roč. 322, č. 9-12, s. 1523-1526. ISSN: 0304-8853.
- [29] ŽIVOTSKÝ, O. - JIRÁSKOVÁ, Y. - DE GRAVE, E. - KLIMŠA, L. - HRABOVSKÁ, K. - HENDRYCH, A. Influence of Si content on the surface magnetic properties of  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_x\text{B}_{20-x}$  metallic glasses ( $x = 6, 10$ ). Podáno do *Acta Physica Polonica A*, 2010. ISSN: 1898-794X.

## Seznam autorových publikací

ŽIVOTSKÝ, O. - JIRÁSKOVÁ, Y. - DE GRAVE, E. - KLIMŠA, L. - HRABOVSKÁ, K. - HENDRYCH, A. Influence of Si content on the surface magnetic properties of  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_x\text{B}_{20-x}$  metallic glasses ( $x = 6, 10$ ). Podáno do *Acta Physica Polonica A*, 2010. ISSN: 1898-794X.

ŽIVOTSKÝ, O. - KLIMŠA, L. - HRABOVSKÁ, K. - HENDRYCH, A. - POSTAVA, K. Povrchové magnetické vlastnosti nežíhaných a žíhaných FeNbB pásků. *Jemná mechanika a optika*, 2010, roč. 55, č. 3, s. 84-88. ISSN: 0447-6441.

ŽIVOTSKÝ, O. - HRABOVSKÁ, K. - HENDRYCH, A. - POSTAVA, K. - KLIMŠA, L. - PIŠTORA, J. Optical and magneto-optical properties of as-quenched CoFeSiB amorphous ribbons. In *Photonics, devices and systems IV. Sborník referátů z SPIE*. Uspořádali a k tisku připravili P. Tománek, D. Senderáková, M. Hrabovský. Bellingham: SPIE, 2008, roč. 7138, s. 713809. ISSN: 0277-786X. ISBN: 978-0819473790.